

Série A, n°
N° d'ordre :

611

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Christiane LAZARD-MARTINET

1^{re} THESE. — "Absorption de pions en vol par des noyaux très légers".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 10/4/70 devant la Commission d'examen

MM. M. JEAN

Président.

M. GOURDIN

Z. MARIC

} Examineurs.

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Christiane LAZARD-MARTINET

1^{re} THESE. — "Absorption de pions en vol par des noyaux très légers".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 10/4/70 devant la Commission d'examen

MM. M. JEAN

Président.

M. GOURDIN

Z. MARIC

} Examineurs.

232.147

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY



A Daniel,

A mes parents.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur M. Jean pour m'avoir accueilli dans la Division de Physique Théorique de l'Institut de Physique Nucléaire et m'avoir proposé le sujet de ce travail ; ses conseils et ses encouragements furent pour moi une aide précieuse.

Que Monsieur le Professeur Z. Maric de l'Institut "Boris Kidric" de Belgrade, avec lequel j'ai eu le plaisir d'avoir de nombreuses discussions, trouve ici l'expression de ma très vive reconnaissance. Son esprit critique et ses suggestions amicales ont été pour moi un puissant stimulant et m'ont permis d'acquérir une plus large vision du problème.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur M. Gourdin de l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail. Ses remarques critiques et ses conseils m'ont été d'une grande utilité.

Que Jean-Louis Ballot, François Becker et Jean Favier avec lesquels j'ai beaucoup travaillé, soient ici assurés de ma très amicale reconnaissance. Je désire leur confirmer combien j'ai été sensible à l'atmosphère qui a toujours régné entre nous.

J'ai également eu de très intéressantes et profitables discussions avec de nombreux physiciens et en particulier avec Roland Lombard, avec J. Letessier et A. Tounsi ainsi qu'avec Monsieur le Professeur V. Telegdi. Qu'ils en soient sincèrement remerciés.

J'ai aussi plaisir à exprimer mes remerciements à Mademoiselle M.T. Commault pour l'aide efficace qu'elle m'a apportée lors des calculs numériques ; à Madame F. Beacci pour le soin et la diligence avec lesquels elle a dactylographié ce manuscrit ainsi qu'à l'ensemble du service de reproduction.

Je ne saurais oublier Daniel, mon époux, pour la très grande compréhension et l'aide morale qu'il m'a constamment apportées durant la réalisation de ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551504_0011

Table des matières

I. INTRODUCTION	1
II. REACTION D'ABSORPTION DE PIONS PAR UN DEUTERON	6
II.1. Situation expérimentale	6
II.2. Situation théorique	8
II.2.1. Modèles phénoménologiques	9
II.2.2. Modèles covariants	10
II.2.3. Modèles non relativistes	13
II.2.4. Résumé de la situation théorique	15
II.3. Modèle proposé pour l'étude de cette réaction	
$\pi^+ + d \rightleftharpoons p + p$	16
II.3.1. Généralités	16
II.3.2. Théorie	16
II.3.3. Résultats et comparaison avec l'expérience	21
II.3.4. Comparaison avec les autres modèles théoriques	26
II.3.5. Conclusions	27
III. ABSORPTION DE PIONS PAR DES NOYAUX LEGERS	29
III.1. Introduction	29
III.2. Situation expérimentale et théorique des réactions du type $(\pi, 2N)$	32
III.2.1. Situation expérimentale	33
III.2.2. Situation théorique	34
III.3. Modèle proposé pour les réactions d'absorption $(\pi, 2N)$ sur des noyaux légers	39
III.3.1. Généralités	39
III.3.2. Application aux réactions $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4	40
III.3.3. Intérêt et critique de ce modèle sur l' He^4	45
III.3.4. Extension de ce modèle à d'autres noyaux	46
III.4. Conclusion	52

IV. COMPARAISON ENTRE LES REACTIONS D'ABSORPTION DE PIONS ET DE PHOTONS	53
IV.1. Introduction	53
IV.2. Photo-désintégration du deutéron	54
IV.3. Photo-désintégration de l' He^3 et de l' He^4	58
IV.4. Absorption photonique et pionique sur les noyaux Modèle de Levinger	59
IV.5. Conclusion	62
V. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	63
APPENDICE I	
APPENDICE II	
APPENDICE III	
REFERENCES	

I. INTRODUCTION

Avant de discuter plus particulièrement des réactions d'absorption de pions sur les noyaux légers, qui sont l'objet de ce mémoire, nous désirons rappeler quels sont les intérêts des réactions pion-noyau. Nous pensons aux réactions de diffusion élastique et inélastique, aux réactions de simple et double échange de charge, aux réactions d'absorption. Nous ne parlerons pas ici des réactions produisant de nouveaux bosons comme par exemple les réactions $(\pi, 2\pi)$ ou (π, γ) .

Yukawa écrivait dès 1935 que la connaissance des forces nucléaires devait passer par la compréhension de l'interaction pion-nucléon. C'est dire déjà que le pion jouit par rapport aux autres bosons d'une place privilégiée, et c'est dire aussi que l'étude de ces réactions pioniques se heurte immédiatement à un problème difficile : pour traiter l'interaction pion-noyau à l'aide de l'interaction pion-nucléon, nous devrions nous astreindre à expliquer la structure des noyaux à l'aide d'une théorie mésique des forces nucléaires. Nous préférons, pour des raisons évidentes de simplicité, décrire les états nucléaires de manière phénoménologique ou semi-phénoménologique. C'est pourquoi, malgré les hypothèses et les approximations que cela implique, nous séparons l'interaction nucléaire de l'interaction pion-nucléon ou pion-noyau que l'on introduit pour traiter les pions mis en jeu dans les réactions.

Une propriété importante de l'interaction pion-nucléon est l'existence de résonances. La résonance (3.3) domine le domaine énergétique que nous considérons (énergie cinétique du pion ≤ 300 Mev). Dans les réactions induites par des pions sur des noyaux, un maximum de la section efficace totale est observé pour des énergies cinétiques de pions de 140 à 200 Mev environ. Cette forme dépend-elle directement de la résonance (3.3) pion-nucléon ou s'agit-il d'une résonance pion-noyau ? Faudrait-il encore savoir ce qu'est une résonance pion-noyau ; si nous l'imaginons comme la propagation d'un N^* à travers la matière nucléaire, ceci revient à la représenter comme une diffusion multiple pion-nucléon et la différence entre résonances pion-nucléon et pion-noyau s'avère alors assez artificielle. Mais d'autres hypothèses peuvent être émises sur la nature de ces résonances pion-noyau.

Cependant, il n'a pas été nécessaire d'envisager l'existence de ces hypothétiques résonances pour les réactions d'absorption que nous avons étudiées car le maximum des sections efficaces peut être directement reproduit par la résonance pion-nucléon.

Cette résonance (3.3) a l'avantage de suggérer l'importance de l'interaction pion-nucléon dans divers mécanismes de réactions où les pions n'apparaissent pas explicitement. Il semble maintenant assez bien établi que l'interaction pion-nucléon joue un rôle dans les processus électromagnétiques et dans les interactions faibles : par exemple l'absorption de photons de hautes énergies ⁽¹⁾ ($E_\gamma \geq 150$ Mev) par des noyaux nécessite l'introduction d'un pion intermédiaire ; l'interaction forte s'introduit donc dans un problème qui au départ ne semblait relever que de l'interaction électromagnétique.

Les études de diffusions élastiques de pion sur les noyaux peuvent servir directement à mieux connaître la structure des particules élémentaires. Sternheim et Hofstadter ⁽²⁾ ont noté que, par différence des réactions de diffusion $\pi^- + \text{He}^4$ et $\pi^+ + \text{He}^4$, il était possible d'atteindre le facteur de forme électromagnétique du pion. Actuellement, les valeurs trouvées pour le rayon carré moyen du pion ⁽³⁾ sont trop fortes.

Arrivons en maintenant aux remarques que suggèrent ces réactions quant à la connaissance de la structure nucléaire. Si nous étudions les réactions de diffusion les plus générales d'électrons, de nucléons ou de noyaux légers, de pions, de photons..., sur des noyaux nous savons que les différences viennent :

- du type d'interaction entre le projectile et le noyau cible,
- des nombres quantiques différents des projectiles.

Si les électrons permettent d'atteindre les facteurs de charge et de moment magnétique, les pions introduisent en plus l'interaction forte. Pour les nombres quantiques, contrairement au photon de spin 1 et d'isospin 0, le pion a un spin nul et un isospin 1 : les règles de sélection sont donc différentes et peuvent conduire en spectroscopie nucléaire à des niveaux différents. Par exemple la réaction de double échange de charge permet d'obtenir des états d'isospin élevé ; sur l' He^4 , la réaction (π^-, π^+) conduit au quadrineutron ⁽⁴⁾.

Le pion étant un boson, nous pouvons aussi considérer les réactions d'absorption. La masse du pion étant de l'ordre de 140 Mev, le noyau cible acquiert une grande énergie qu'il doit redistribuer entre ses propres éléments, le projectile ayant disparu.

C'est l'étude de quelques unes de ces réactions d'absorption qui constitue le sujet de ce mémoire. Le domaine d'énergie considéré pour les pions va de zéro jusqu'à 300 Mev environ ; cette région contient la première résonance pion-nucléon. La réaction élémentaire



étant interdite par la conservation de l'énergie-impulsion, la réaction la plus simple à étudier est celle de l'absorption par un deutéron



Nous étudions cette désintégration pionique du deutéron au chapitre II. Cette réaction est décrite à l'aide de l'interaction élémentaire pion-nucléon. Les plus importantes conclusions que l'on peut tirer de l'étude de cette absorption sont les suivantes :

- même pour des pions d'énergie pratiquement nulle, le modèle d'absorption directe par un seul nucléon, l'autre étant spectateur, est insuffisant. Le processus introduisant un pion virtuel intermédiaire est essentiel.
- à partir d'une énergie de pion de 70 Mev environ, il faut tenir compte d'ondes partielles pion-deutéron supérieures à l'onde "p". Le coefficient de polarisation est particulièrement sensible à l'adjonction de telles ondes.
- les sections efficaces totales et différentielles dépendent très sensiblement des formes à courtes distances des fonctions d'ondes nucléaires.

Au chapitre III, nous traitons des réactions d'absorption de pions en vol par des noyaux légers, et en particulier par l' He^4 et le Li^6 . Nous choisissons d'étudier les réactions particulières (π^+ , 2p), excluant par conséquent les voies ouvertes où un seul nucléon serait éjecté ;

les raisons de ce choix viennent des possibilités souvent évoquées d'obtenir^(5,6,7) ainsi des renseignements sur les corrélations de ces deux nucléons dans le noyau. Mettant à profit les résultats obtenus par la réaction d'absorption sur le deutéron, nous construisons pour les réactions (π^+ , 2p) un modèle s'inspirant directement de l'idée que le pion est préférentiellement absorbé par une paire de nucléons. Nous introduisons les processus pion-deux nucléons, dits "élémentaires"



que l'on décrit phénoménologiquement à l'aide de leurs sections efficaces différentielles et non par l'intermédiaire d'un hamiltonien effectif. Ce modèle donne des résultats corrects pour la section efficace totale, le spectre de masse manquante et les divers autres spectres, et nous permet aussi de comprendre les phénomènes physiques sous-jacents. Nous ne pouvons cependant pas déduire de ce modèle des informations sur les corrélations de paires dans le noyau cible : le traitement phénoménologique des amplitudes "élémentaires" les contient implicitement et les rend par conséquent inaccessibles. Pour aller plus avant dans l'étude de ces corrélations, nous aurions besoin d'une interaction effective pion-deux nucléons qui rende compte des réactions "élémentaires"



dans tout le domaine d'énergie considéré.

Au chapitre IV, nous faisons une étude comparative des réactions d'absorption de pion et des photo-absorptions de gamma de hautes énergies ($E_\gamma \gg 150$ Mev). Bien que le pion et le photon présentent de nombreuses différences, de masse, de spin et d'isospin, d'interaction avec un nucléon, la comparaison entre ces deux types d'absorption par des noyaux révèle de nombreux points communs. En effet certains processus dominant^(1,8) ces réactions sont les mêmes : importance d'un pion intermédiaire et de la résonance (3.3) et dans certains cas de l'absorption par paires de nucléons. L'étude simultanée des absorptions pioniques et photoniques sur les noyaux devrait donc s'avérer très fructueuse.

Enfin, au chapitre V, nous résumons les résultats obtenus. Nous mentionnons également des problèmes encore ouverts et donnons quelques idées directrices qui peuvent permettre de les aborder.

Les résultats, que nous avons obtenus pour les réactions d'absorption de pions en vol par le deutéron et l' He^4 , sont présentés dans les chapitres II et III sans donner le détail des calculs. Pour obtenir un exposé complet du travail effectué, il faut adjoindre à ce présent texte les deux articles de références (28) et (54) :

"Absorption of positive pions by deuteron"

par C. Lazard, J.L. Ballot et F. Becker

Nuovo Cimento 65 B 117 (1970)

et

"Theoretical Investigation of pion absorption on He^4 "

par C. Lazard, J.L. Ballot et J. Favier

Nuovo Cimento 63 A 1001 (1969).

II. REACTION D'ABSORPTION DE PIONS PAR UN DEUTERON.

Nous pensons que pour bien comprendre l'interaction pion-noyau, il faut commencer par étudier les réactions les plus simples :



et plus particulièrement la réaction :



(réaction de production de pion et réaction inverse d'absorption).

II.1. Situation expérimentale.

Cette réaction d'absorption de pion par le deuteron, ainsi que la réaction inverse, ont été étudiées expérimentalement ⁽⁹⁾ durant les années cinquante ; devant la nécessité de connaître avec plus de précision ce processus, un regain d'intérêt s'est manifesté depuis deux ou trois ans.

Résumons les résultats obtenus dans le domaine d'énergie auquel nous nous intéressons, à savoir du pion au repos jusqu'à une énergie cinétique du pion de l'ordre de 300 Mev. Ce domaine d'énergie contient complètement la première résonance pion-nucléon. Pour la réaction inverse de production de pion par collision proton-proton, ce domaine d'énergie correspond à une énergie de proton E_p dans le système du laboratoire variant de 287 Mev à 900 Mev environ.

- Section efficace totale

La section efficace totale présente un pic centré vers l'énergie de proton $E_p \approx 616$ Mev (soit une énergie cinétique du pion de 165 Mev pour la réaction inverse) et est relativement bien connue dans la région considérée de l'énergie.

Le passage de la réaction de production à la réaction d'absorption se fait à l'aide de la formule du bilan détaillé

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (p + p \longrightarrow \pi^+ + d) = \frac{3}{4} \frac{q^2}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi + d \longrightarrow p + p)$$

Soit pour la section efficace totale

$$\sigma_{\text{production}} = \frac{3}{2} \frac{q^2}{k^2} \sigma_{\text{absorption}}$$

où q et k sont les impulsions du pion et du proton respectivement.

- Distributions angulaires

Des mesures de sections efficaces différentielles ont été effectuées à différents angles. Tant que ces angles étaient supérieurs à 30° , les distributions angulaires pouvaient être ajustées par une formule en $(A + \cos^2 \theta)$ où A ne dépend que de l'énergie et où θ est l'angle d'émission dans le système du centre de masse. De récentes mesures ^(9t) à tous les angles ont montré que les distributions angulaires ne sont plus linéaires en $\cos^2 \theta$ dès une énergie de proton E_p supérieure à 450 Mev environ ; cette déviation est surtout sensible pour les petits angles.

- Polarisation

Des mesures d'asymétrie dans la réaction de production de pion avec des protons polarisés ont été effectuées à différents angles θ de production du pion. A partir de cette asymétrie

$\epsilon = \frac{R - L}{R + L}$ mesurée par les expérimentateurs, on peut déterminer un coefficient d'asymétrie ^(9u)

$$\Lambda(\theta) = \frac{\epsilon}{P \sin \theta} \frac{4\pi (d\sigma/d\Omega)_{\text{non polarisé}}}{\sigma}$$

où P est la longueur du vecteur polarisation. Une détermination systématique de ce coefficient Λ en fonction de l'angle θ est donnée ^(9 u) à trois énergies $E_p = 536, 616$ et 654 Mev : ces coefficients dépendent fortement de l'angle θ .

II.2. Situation théorique.

Quelles idées suggèrent ces résultats expérimentaux ?

Pour la section efficace totale, il faudra expliquer un pic qui semble lié à la résonance pion-nucléon (3.3).

Par ailleurs, nous pouvons avoir des dépendances angulaires théoriques très simples pour les distributions angulaires et les polarisations, si nous ne tenons compte que des ondes partielles "s" et "p" du pion par rapport au centre de masse du deutéron. Pour la distribution angulaire nous trouvons une forme en $(A + \cos^2 \theta)$ et pour l'asymétrie une forme en $\sin \theta / (A + \cos^2 \theta)$, ce qui conduit à un coefficient d'asymétrie $\Lambda(\theta)$ indépendant de θ .

Les mesures de sections efficaces différentielles ^(9t) indiquent donc, qu'à partir d'une énergie de proton E_p supérieure à 450 Mev, il faut tenir compte d'ondes partielles du pion plus élevées que l'onde "p". La détermination du coefficient d'asymétrie $\Lambda(\theta)$ est également un bon critère pour connaître l'importance, suivant les énergies, des ondes partielles du pion. Aux énergies proches de la résonance, les ondes partielles $l > 1$ jouent un rôle important puisque $\Lambda(\theta)$ dépend fortement de l'angle θ . Il serait intéressant de déterminer ce coefficient $\Lambda(\theta)$ à des énergies E_p inférieures à 450 Mev, pour savoir si, alors, les seules ondes "s" et "p" du pion contribuent, comme semble l'indiquer le comportement des distributions angulaires.

Après ces quelques considérations inspirées par l'allure des résultats expérimentaux, nous allons présenter les diverses approches théoriques de cette réaction $p + p \rightleftharpoons \pi^+ + d$. Nous donnerons ensuite un résumé du travail que nous avons effectué pour étudier cette réaction, et nous le comparerons aux autres travaux.

Les diverses études théoriques peuvent se classer grosso modo en trois catégories :

- des modèles purement phénoménologiques
- des études basées sur le formalisme covariant
- des calculs non-relativistes.

11.2.1. Modèles phénoménologiques

- Modèle de Gell-Mann et Watson.

Dans la première de ces catégories, se trouve le modèle développé^(10, 11, 9r) par Gell-Mann, Watson, Brueckner et Rosenfeld dans les années 1951 à 1954. Ce modèle s'applique à la production d'un pion dans les collisions nucléon-nucléon pour des énergies du nucléon inférieure à 450 Mev. Son approche est basée sur l'indépendance de charge (conservation de l'isospin) et sur une portée finie de l'interaction pion-nucléon de l'ordre de $\frac{1}{\mu} \approx 1.4$ fermi (μ est la masse du pion) : ce qui permet, pour un domaine d'énergie donné, de limiter le nombre d'ondes partielles du pion jouant un rôle important. Pour des énergies du nucléon inférieures à 450 Mev, il suffira alors de ne considérer que les ondes "s" et "p" du pion par rapport au centre de masse des deux nucléons sortants.

Ce modèle appliqué à la réaction $p + p \rightleftharpoons \pi^+ + d$ prédit une section efficace totale de production de pion

$$\sigma = \alpha q/\mu + \beta q^3 / \mu^3$$

où q est l'impulsion du pion dans le système du centre de masse et où α et β sont deux quantités indépendantes de l'énergie. Les distributions angulaires ont alors une forme en : $A + \cos^2 \theta$ et l'asymétrie due à la polarisation du proton incident se comporte comme : $\sin \theta / (A + \cos^2 \theta)$.

Jusqu'avant 1967, les valeurs des coefficients α et β admises généralement étaient celles de Crawford et Stevenson^(9b)

$$\alpha = (0.138 \pm 0.015) \text{ mb} \quad \beta = (1.01 \pm 0.08) \text{ mb}$$

Des mesures de sections efficaces totales à très basses énergies ont permis à Rose^(9s) de mieux déterminer la contribution de l'onde "s" du pion. Les valeurs de α et β actuellement utilisées sont

$$\alpha = (0.24 \pm 0.02) \text{ mb} \quad \beta = (0.74 \pm 0.05) \text{ mb}$$

Elles permettent d'ajuster la section efficace totale du seuil de production du pion jusqu'à une énergie $E_p \approx 570 \text{ Mev}$ ($q/u \approx 1.5$).

Cette théorie a permis d'analyser de nombreuses expériences dans le domaine d'énergie du proton inférieur à 450 Mev, mais n'est plus valable à des énergies supérieures, comme le prouve la forme des distributions angulaires expérimentales de la référence ^(9t).

- Modèle de Mandelstam .

Pour tenir compte de la résonance observée dans la section efficace totale vers $E_p \approx 616 \text{ Mev}$, Mandelstam ⁽¹²⁾ a introduit un autre modèle phénoménologique.

Pour traiter les réactions



il introduit le système pion-nucléon dans l'état résonnant (3.3). Il pense que pour des énergies du proton E_p inférieur à 800 ou 900 Mev, les ondes S et P du nucléon restant par rapport au centre de masse de l'isobare sont suffisantes. Ceci introduit une transition pour la production S et 8 transitions pour la production P. Parmi ces 8 transitions, 3 viennent d'états F des deux protons initiaux et seront négligées ; il reste donc 6 paramètres, que Mandelstam ramène à 3 par des considérations empiriques. Ce modèle permet de rendre compte de la section efficace totale de la réaction $p + p \longrightarrow \pi^+ + d$ jusqu'à environ 900 Mev et en particulier de son maximum vers 600 Mev. Pour la distribution angulaire, la production S donne une forme en $(1/3 + \cos^2 \theta)$ et est prédominante aux basses énergies ; aux plus grandes énergies, la production P contribue et l'anisotropie augmente ; cependant ces résultats restent qualitatifs.

II.2.2. Modèles covariants

Les premiers travaux effectués dans cette voie sont dûs à Chahoud et al. ⁽¹³⁾, Dosch ⁽¹⁴⁾, Yao ⁽¹⁵⁾ et Fraenkel ⁽¹⁶⁾ autour des années 1963-1964. Ils sont basés sur l'étude d'un seul mécanisme : celui de l'échange d'un pion (O.P.E.M.). Ce modèle était trop

simple et n'a pas pu reproduire les résultats expérimentaux. Il a fallu utiliser des méthodes de dispersion pour avoir une vue d'ensemble du processus et savoir choisir les termes importants dans le domaine d'énergie considéré. Cette introduction dans les études covariantes des méthodes de dispersion a été faite par Vasavada ⁽¹⁷⁾. Il a étudié les propriétés analytiques des amplitudes de la réaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ en fonction de l'énergie et du moment transféré. Il a écrit tous les diagrammes contenant une et deux particules dans l'état intermédiaire en utilisant la règle de Feynmann - Cutkosky et, dans la représentation de Mandelstam, a étudié les singularités des amplitudes d'ondes partielles (qu'il avait écrit avec le formalisme de l'hélicité). Il conserve finalement le terme de Born, le terme venant du seuil anormal de la coupure de gauche (deuteron faiblement lié) et les termes d'état intermédiaire $NN\pi$ du canal direct.



Les deux derniers graphes sont couplés par l'équation d'Omnès-Muskheleshvili que l'on résout par la méthode habituelle.

Cette théorie introduite par Vasavada est la base de tous les travaux effectués jusqu'à maintenant en utilisant les méthodes de dispersion. Cependant l'introduction d'une phénoménologie pour effectuer les calculs est nécessaire et a été effectuée de différentes manières par Vasavada ⁽¹⁷⁾, Chahoud Russo et Selleri ⁽¹⁸⁾ ainsi que par D. Schiff et J. Tran Thanh Van ⁽¹⁹⁾.

Vasavada ⁽¹⁷⁾ traite le graphe du seuil anormal par une approximation à un pôle et, dans le canal direct, suppose que l'état intermédiaire $NN\pi$ peut être approché par l'état NN^* où l'isobare N^* est considéré comme une particule stable de masse donnée. Il se limite également aux ondes partielles du pion $\ell = 0$ et 1. Ces résultats théoriques reproduisent assez bien la forme des distributions angulaires aux deux énergies considérées ($E_p = 324$ et 409 Mev) mais sont trop grands d'un

facteur deux pour la section efficace totale. L'interaction nucléon-nucléon finale est importante à ces basses énergies.

Chahoud Russo et Selleri ⁽¹⁸⁾ ont utilisé la même méthode théorique pour la réaction inverse de production du pion. Ils remplacent l'isobare N^* par une fonction empirique qui tient compte de son instabilité. Les résultats théoriques obtenus pour la section efficace totale représente assez bien les résultats expérimentaux dans un grand domaine d'énergie (E_p de 400 jusqu'à 1000 Mev) et, également, la distribution angulaire à une énergie proche de la résonance. Cet accord pour la distribution angulaire est très lié à la position du seuil anormal.

Enfin D. Schiff et J. Tran Thanh Van ⁽¹⁹⁾ ont tenu compte d'un plus grand nombre d'ondes partielles du pion, et ont traité avec grand soin la partie phénoménologique. Ils ont introduit pour le graphe du seuil anormal la fonction de vertex à trois pôles proposée par Gourdin et al. ⁽²⁰⁾, (la position des pôles et les coefficients associés ont été ajustés pour reproduire les données à basses énergies de photodésintégration du deutéron). L'instabilité de l'isobare N^* est introduite à l'aide d'une fonction phénoménologique déjà employée pour la réaction de diffusion élastique pion-deutéron. En outre D. Schiff ⁽²¹⁾ a tenu compte de l'interaction nucléon-nucléon finale qui ne semble pas très importante. Ce traitement conduit à des résultats en assez bon accord avec l'expérience pour la section efficace totale, les distributions angulaires et les polarisations, dans le domaine d'énergie voisin de la résonance. La paramétrisation choisie pour la fonction de vertex du deutéron influe fortement sur la forme des distributions angulaires. Une de ces paramétrisations (paramétrisation mélangée) donne de meilleurs résultats que les autres. Cependant, en remplaçant l'état intermédiaire $NN\pi$ par l'état NN^* , les contributions non résonnantes de la diffusion pion-nucléon ont été négligées. L'introduction de telles contributions, et en particulier des amplitudes S , doit notablement modifier la forme plus ou moins piquée des distributions angulaires, et par celà même peut changer le choix de la meilleure paramétrisation du deutéron.

Pour en revenir aux fondements de cette théorie covariante, on peut noter que d'importantes difficultés mathématiques apparaîtraient si l'on voulait tenir compte de diagrammes à plus de deux particules intermédiaires ⁽¹⁷⁾.

II.2.3. Modèles non relativistes

L'interaction pion-nucléon utilisée est la limite non relativiste de l'interaction calculée à partir de la densité hamiltonienne PS (PV): $\mathcal{H}(x) = i \frac{f}{\mu} \bar{\psi}(x) \gamma_5 \gamma_\mu \partial_\mu (\vec{\tau} \cdot \vec{\Phi}) \psi(x)$.

Cette limite contient le terme assurant l'invariance galiléenne et s'écrit :

$$H_{\pi-N} = \frac{f}{\mu} \left\{ \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} (\vec{\tau} \cdot \vec{\Phi}_\pi) + \frac{q_0}{2m} (\vec{\tau} \cdot \vec{\Phi}_\pi) (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}' - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \right\}$$

Dans le premier terme, $\vec{\nabla}$ s'applique au champ du pion $\vec{\Phi}_\pi$; dans le deuxième terme, $\vec{\nabla}'$ s'applique à la fonction d'onde du nucléon final et $\vec{\nabla}$ à celle du nucléon initial. Les quantités q_0 et μ représentent l'énergie et la masse du pion, m la masse du nucléon et $\vec{\sigma}$ l'opérateur de Pauli du nucléon. Les premiers travaux effectués dans cette voie sont dûs à Geffen⁽²²⁾ et Lichtenberg⁽²³⁾. Geffen considère seulement le terme d'absorption directe du pion par un des nucléons, et, pour obtenir un certain accord avec les données expérimentales, doit jouer séparément sur les deux constantes de couplage de l'hamiltonien correspondant à l'absorption du pion dans les états "s" et "p". Il note que l'état 3D_1 du deuteron contribue de façon plus importante que son faible pourcentage ne le laissait prévoir. Lichtenberg montre que l'accord n'est pas possible sans ajustement des constantes de couplage si l'on ne considère que le terme d'absorption directe, et met l'accent sur l'importance des effets de rediffusion pion-nucléon. Dans ce calcul, seule l'onde "p" du pion est prise en considération. Les travaux de ces deux auteurs couvrent un domaine d'énergie du proton incident E_p variant environ de 300 Mev à 500 Mev, c'est à dire n'atteignant pas l'énergie de la résonance.

Woodruff⁽²⁴⁾ s'intéresse à la production de pions à une énergie proche de celle du seuil ($E_p \approx 340$ Mev). A l'interaction pion-nucléon habituelle, il rajoute des termes qui introduisent la diffusion pion-nucléon dans l'état "s". Pour l'onde "p" du pion, les résultats obtenus en tenant compte des termes de rediffusion pion-nucléon, reproduisent à peu près les valeurs expérimentales de Crawford et Stevenson^(9b). Les résultats étant peu concluants pour l'onde "s" du pion, Koltun et Reitan⁽²⁵⁾ ont repris les calculs dans le même esprit. En utilisant les

fonctions d'ondes nucléaires du deutéron et des deux protons diffusés calculées à partir du potentiel de Hamada-Johnston, ils trouvent une section efficace de production du pion $\sigma = 0.146 \text{ q}/\mu \text{ mb}$. Leur coefficient $\alpha = 0.146 \text{ mb}$ est en bon accord avec celui proposé par Crawford et Stevenson ^(9b) de $(0.138 \pm 0.015) \text{ mb}$. Cependant depuis les expériences de Rose ^(9s) à très basse énergie, la valeur actuellement admise est $(0.24 \pm 0.02) \text{ mb}$. Aussi, Reitan, ⁽²⁶⁾ reprenant récemment ses calculs, trouve une valeur du coefficient α de l'ordre de 0.20 mb en meilleur accord avec la valeur de Rose. Dans ce dernier article, il tient compte des ondes "s" et "p" du pion, ainsi que des amplitudes S et P de rediffusion pion-nucléon et de l'interaction coulombienne. Les principales améliorations, semble-t-il, viennent du changement des longueurs de diffusion pion-nucléon pour l'amplitude S, et de l'introduction de quelques termes précédemment négligés. Les résultats obtenus sont bons à très basses énergies, mais il ne semble pas que cet accord puisse persister pour des énergies un peu plus grandes, à cause du comportement du terme d'absorption de l'onde "p" du pion : en effet le coefficient β déjà trop faible au seuil, décroît quand l'énergie augmente.

Dans le même esprit, Il Tong Cheon et Tohsaki ⁽²⁷⁾ construisent un hamiltonien effectif qui permet, pour des énergies proches du seuil de production du pion, d'introduire les effets de rediffusion pion-nucléon S et P. Ils utilisent cet hamiltonien pour le calcul de l'absorption de l'onde "s" du pion, et notent un point important : si l'on ne néglige pas l'impulsion du pion par rapport à l'impulsion relative de des deux protons, on voit apparaître dans l'absorption de l'onde "s" du pion, en plus des amplitudes S, les amplitudes P de rediffusion pion-nucléon ; de nouveaux termes apparaissent également dans l'absorption directe par un des nucléons. Le but de leur article est de déterminer la constante de couplage de cet hamiltonien effectif. Cependant, la fonction d'onde choisie pour les deux protons n'est pas valable aux courtes distances et influe fortement sur les valeurs des intégrales calculées. Ceci entache certainement d'une erreur assez importante la valeur de la constante de couplage qu'ils obtiennent.

Finalement, de l'ensemble de ces calculs non relativistes effectués près du seuil de production du pion pour la réaction $p + p \rightleftharpoons \pi^+ + d$, il apparaît que les effets de rediffusion pion-nucléon

y jouent un rôle essentiel. Pour des énergies plus élevées, le problème devient plus compliqué car la rediffusion pion-nucléon dépend de l'énergie et parcequ'un plus grand nombre d'ondes partielles du pion interviennent.

Notons à l'avantage de ces modèles, que l'on peut théoriquement introduire assez facilement les contributions de diffusions multiples, les difficultés se situant essentiellement sur le plan numérique.

II.2.4. Résumé de la situation théorique

Résumons très brièvement les conclusions que l'on peut tirer des différents modèles théoriques proposés par tous les auteurs précédemment cités.

- pour les modèles purement phénoménologiques

- Celui de Gell-Mann et Watson ⁽¹⁰⁾ rend bien compte des résultats expérimentaux jusqu'à une énergie de protons de l'ordre de 450 Mev (soit une impulsion du pion dans le système du centre de masse $q \approx \mu$).

- Celui de Mandelstam ⁽¹²⁾ reproduit, à l'aide d'une théorie à 3 paramètres, la section efficace totale de la réaction de production ($\pi^+ + d$) jusqu'à une énergie de proton de 900 Mev et, en particulier son maximum situé vers 600 Mev.

De toute façon, ces modèles phénoménologiques, s'ils s'avèrent très fructueux pour l'interprétation des expériences, ne nous donnent que peu de renseignements sur l'interaction pion-nucléon à l'intérieur d'un noyau.

- pour les modèles covariants

En s'appuyant sur la théorie de Vasavada ⁽¹⁷⁾ et en tenant compte d'un plus grand nombre d'ondes partielles que les ondes "s" et "p", D. Schiff et J. Tran Thanh Van ⁽¹⁹⁾ ont donné un modèle qui rend assez bien compte des résultats expérimentaux dans le domaine d'énergie E_p de 400 jusqu'à 900 Mev environ. Cependant, ils utilisent, comme les autres auteurs d'ailleurs, l'approximation de l'état intermédiaire $NN\pi$ par NN^* et de ce fait négligent les contributions non résonnantes de l'interaction pion-nucléon. Il semble probable que l'introduction de telles contributions améliorerait leur accord avec les résultats expérimentaux.

- pour les modèles non relativistes

Les meilleurs résultats sont obtenus pour les énergies proches du seuil de production. On sait que les effets de rediffusion pion-nucléon jouent un rôle prédominant. Dans ces calculs il n'a jamais été tenu compte d'autres ondes partielles que les ondes "s" et "p" du pion.

II.3. Modèle proposé pour l'étude de cette réaction $\pi^+ + d \rightleftharpoons p + p$

II.3.1. Généralités

Nous nous sommes proposés de reproduire dans un large domaine d'énergie, l'ensemble des résultats expérimentaux concernant cette réaction, et de faire le pont entre les modèles développés pour les très basses énergies du pion et les modèles s'appliquant dans le domaine d'énergie de la résonance (3.3).

Nous avons développé cette étude dans le cadre des théories non relativistes, et utilisons comme interaction la limite non relativiste de l'interaction PS (PV) (cf. II.2.3.) ; mais, bien entendu, une cinématique relativiste est introduite, car les corrections relativistes deviennent vite nécessaires dans le domaine d'énergie considéré (E_p de 300 à 900 Mev environ). Dans ce cadre théorique, il est assez facile de tenir compte de la diffusion pion-nucléon pour les autres ondes que l'onde résonnante. D'autre part, en prenant les fonctions d'ondes à n pôles proposées par Gourdin et al.⁽²⁰⁾, nous pouvons garder l'avantage que donnent les théories covariantes pour la structure du deutéron.

Les détails de cette étude sont exposés dans l'article de référence⁽²⁸⁾ ; nous ne donnerons ici que le cadre dans lequel s'inscrit ce travail et les conclusions que nous en avons tirées.

II.3.2. Théorie

En partant d'un développement de la matrice $T^{(29)}$ du processus $\pi^+ + d \rightarrow 2p$, nous retenons les termes d'absorption directe et les termes de diffusion d'un pion par un nucléon avant ou après son absorption par l'autre nucléon, ainsi que l'interaction nucléon-nucléon finale (voir figure 1, page suivante).



Figure 1

Graphes a) b) c) et d) pris en considération dans le calcul .

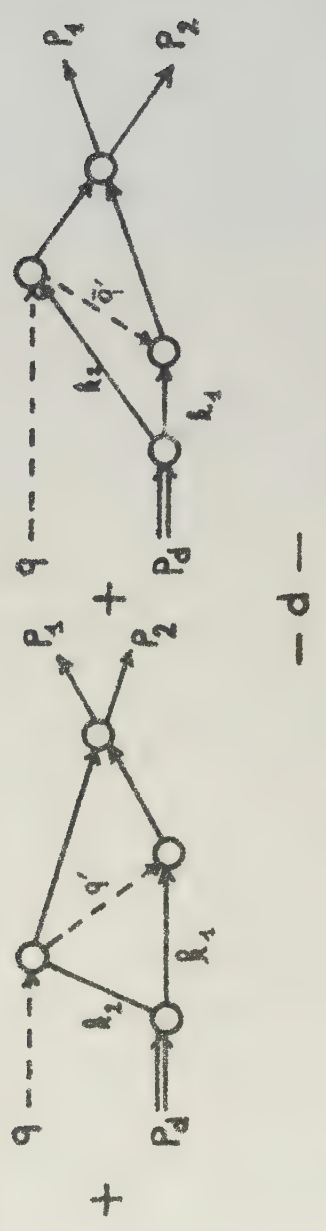
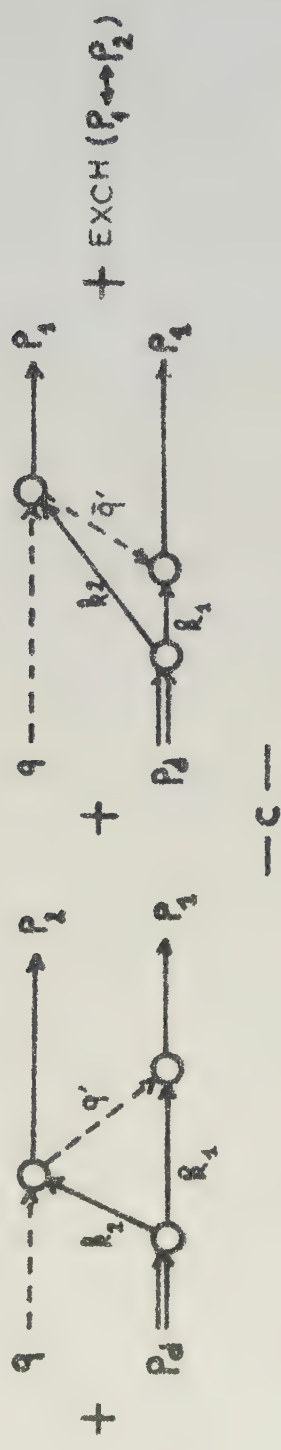
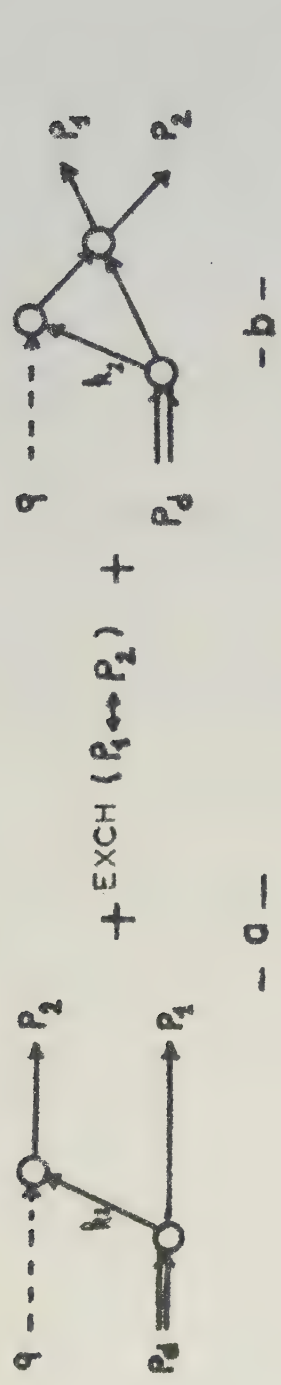


FIG. 1.

Le problème d'un double comptage éventuel d'une partie de l'interaction finale est évoqué dans l'Appendice I.

Bien que les derniers graphes (d) apparaissent parmi les termes de la deuxième itération de l'équation intégrale, nous les avons retenus car ils introduisent les corrections d'interaction finale des graphes (c) ; ces derniers, nous le savons, correspondent à la rediffusion pion-nucléon, et sont très importants par rapport aux termes de Born.

Nous avons négligé les termes ayant plus d'un pion intermédiaire, leurs contributions étant faibles dans le domaine d'énergie considéré ; une estimation de ces termes est donnée en Appendice II.

Nous voyons que, pour traiter ce problème, nous avons besoin de connaître :

- le vertex d'absorption pion-nucléon

Nous le traiterons à l'aide de l'hamiltonien habituel, limite non-relativiste de l'interaction PS (PV). La constante de couplage f a la valeur numérique donnée par $\frac{f^2}{4\pi} = 0.08$.

- le vertex de diffusion pion-nucléon

Il sera introduit phénoménologiquement à l'aide de la paramétrisation en énergie des amplitudes de diffusion de Mac Kinley⁽³⁰⁾. On se limite aux amplitudes $L_{2T,2J}$ pour $L = 0, 1$, à savoir $S_{11}, S_{31}, P_{33}, P_{13}, P_{31}, P_{11}$ (T est l'isospin, J le moment cinétique total et L le moment orbital du système pion-nucléon).

Ces amplitudes sont prises sur couche d'énergie, mais les effets hors couche du vertex de diffusion pion-nucléon ne sont pas totalement négligés, les termes cinématiques étant traités hors couche d'énergie. Nous avons essayé de tenir compte le mieux possible de la différence entre le système du centre de masse de cette diffusion pion-nucléon et le système du centre de masse de la réaction totale. Une hypothèse supplémentaire est faite sur cette diffusion : nous avons pris la même expression pour les vertex de diffusion pion-nucléon à pion intermédiaire d'énergie positive et négative.

- le vertex de diffusion nucléon-nucléon

Nous le traitons phénoménologiquement par l'introduction de la fonction d'onde de diffusion des deux protons. En fait, nous

ne calculons pas cette fonction d'onde de diffusion à partir d'un potentiel ; nous la supposons donnée par sa forme asymptotique , dans laquelle le terme singulier à l'origine est multiplié par une fonction de cut-off. Les déphasages nucléon-nucléon employés sont ceux de Mac Grégor et al. ⁽³¹⁾. La fonction de cut-off $(1 - e^{-Zr})^{l+1}$ introduit un paramètre de cut-off Z qui, par sa variation dans des limites raisonnables, permet de modifier la forme de la fonction d'onde de diffusion aux courtes distances ($Z = \mu$ ou $Z = 2\mu$ simulent grossièrement des puits de potentiel de portée 1.4 ou 0.7 fermi respectivement). Une telle fonction d'onde a une forme physiquement raisonnable aux petites distances. Elle présente de plus l'avantage de pouvoir tester facilement l'influence des modifications de courtes portées sur les résultats. Nous pouvons également , pour Z infini (la fonction d'onde diverge, mais les intégrales dans lesquelles elle apparaît restent convergentes), comparer nos calculs à des résultats obtenus par d'autres auteurs, qui utilisent pour fonctions d'onde de diffusion la forme asymptotique seule (sans fonction de cut-off) : les résultats numériques sont fortement modifiés par l'absence d'une fonction de cut-off (de l'ordre de 45 % pour les valeurs des intégrales).

- le vertex du deutéron

Nous utilisons les fonctions d'ondes du deutéron contenant, évidemment, les états 3S_1 et 3D_1 . Les fonctions radiales ont la forme proposée en référence ⁽²⁰⁾. Différentes paramétrisations ont été employées (figures 2 et 2', page suivante) :

- paramétrisation 1 et 6 de Gourdin ⁽²⁰⁾, qui diffèrent essentiellement par la forme de l'état 3D_1 .

- paramétrisation mélangée (état 3S_1 de Mac Gee ⁽³²⁾ et état 3D_1 de la paramétrisation 1 de Gourdin). Nous avons employé cette paramétrisation pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de la référence ⁽¹⁹⁾ au voisinage de la résonance. Elle ne diffère de la paramétrisation 1 que par la forme à courtes distances de la fonction d'onde 3S_1 , la fonction 3D_1 étant la même.

Nous nous sommes donc mis en mesure, par le choix des fonctions d'ondes nucléaires du deutéron et des deux protons diffusés, de tester la sensibilité de nos résultats à des variations à courtes portées de ces fonctions d'ondes. Il est évident qu'il ne s'agit pas,

Figure 2

Fonction d'onde radiale de l'état 3S_1 du deutéron

(————) paramétrisations 1 et 6 de Gourdin et al.⁽²⁰⁾

(-----) paramétrisation de Mac Gee⁽³²⁾

Figure 2'

Fonction d'onde radiale de l'état 3D_1 du deutéron

(-----) paramétrisation 1 de Gourdin et al.

(————) paramétrisation 6 de Gourdin et al.

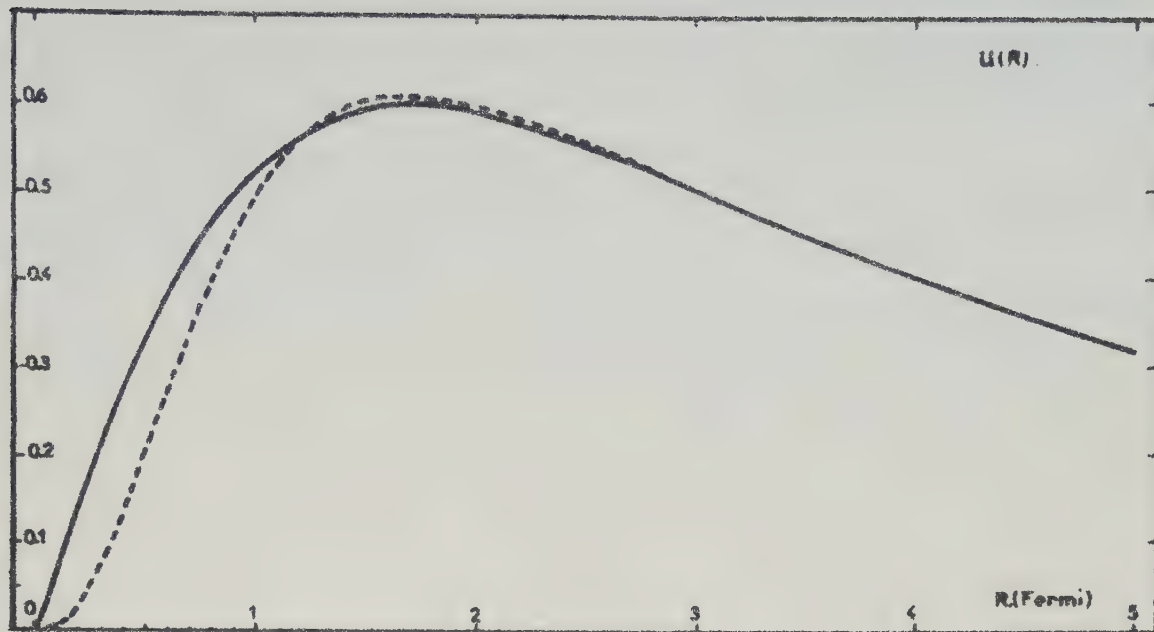


FIG 2.

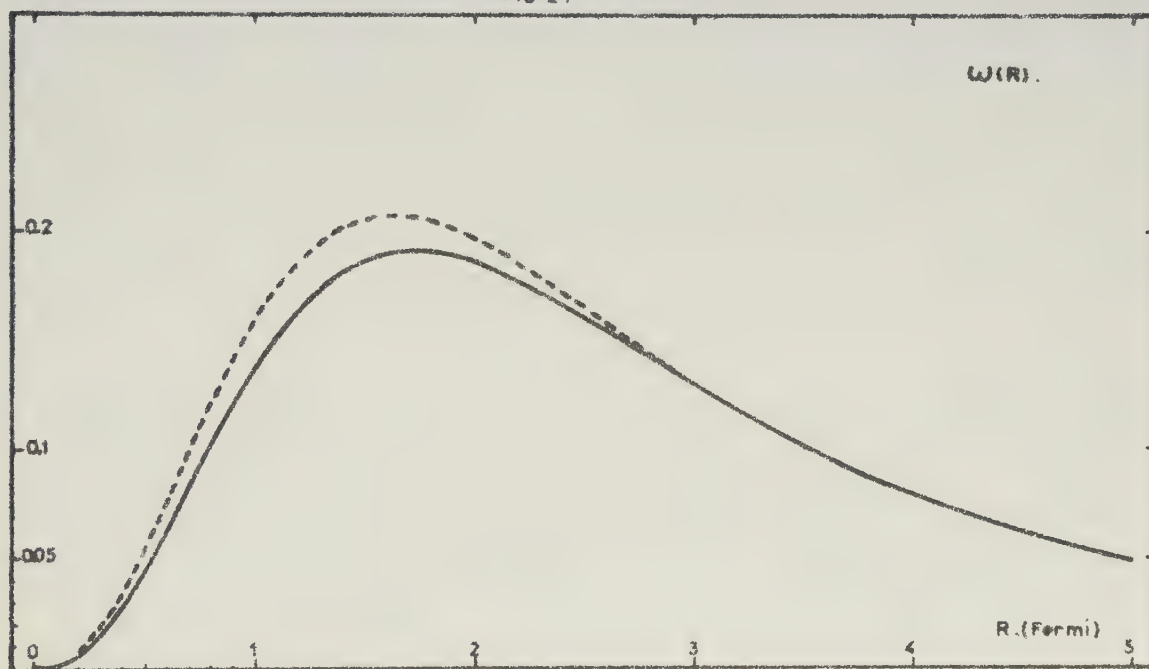


FIG 2'

dans un calcul de ce genre, de choisir les meilleures fonctions d'ondes par comparaison avec les résultats expérimentaux, mais simplement de savoir si un tel modèle pour la réaction d'absorption d'un pion par le deutéron est ou non sensible aux corrélations nucléaires de faibles distances. Si oui, on pourra, par exemple, envisager un programme de travail permettant de trouver un potentiel donnant un bon comportement près de l'origine aux fonctions d'ondes nucléaires.

Partant des bases exposées précédemment nous avons résolu ce problème pour deux types d'approximations :

Approximation I : Dans cette approximation, nous nous sommes restreint à l'approximation habituelle des ondes "s" et "p" du pion ; c'est à dire que nous avons négligé l'impulsion du pion par rapport à l'impulsion relative des deux protons. Cette approximation conduit aux dépendances angulaires bien connues de $(A + \cos^2 \theta)$ pour les distributions angulaires, et de $\sin \theta / (A + \cos^2 \theta)$ pour les polarisations. Numériquement, la résolution d'un tel problème est assez rapide, car les intégrales à calculer ne dépendent pas de l'angle θ . Dans ce cas, les amplitudes de diffusion pion-nucléon S_{11} et S_{31} ne contribuent que pour l'absorption de l'onde "s" du pion. De même les amplitudes P_{33} , P_{13} , P_{31} , P_{11} ne contribuent qu'à l'absorption de l'onde "p" du pion. Cette approximation I nous permet évidemment d'écrire la section efficace totale de production du pion sous la forme

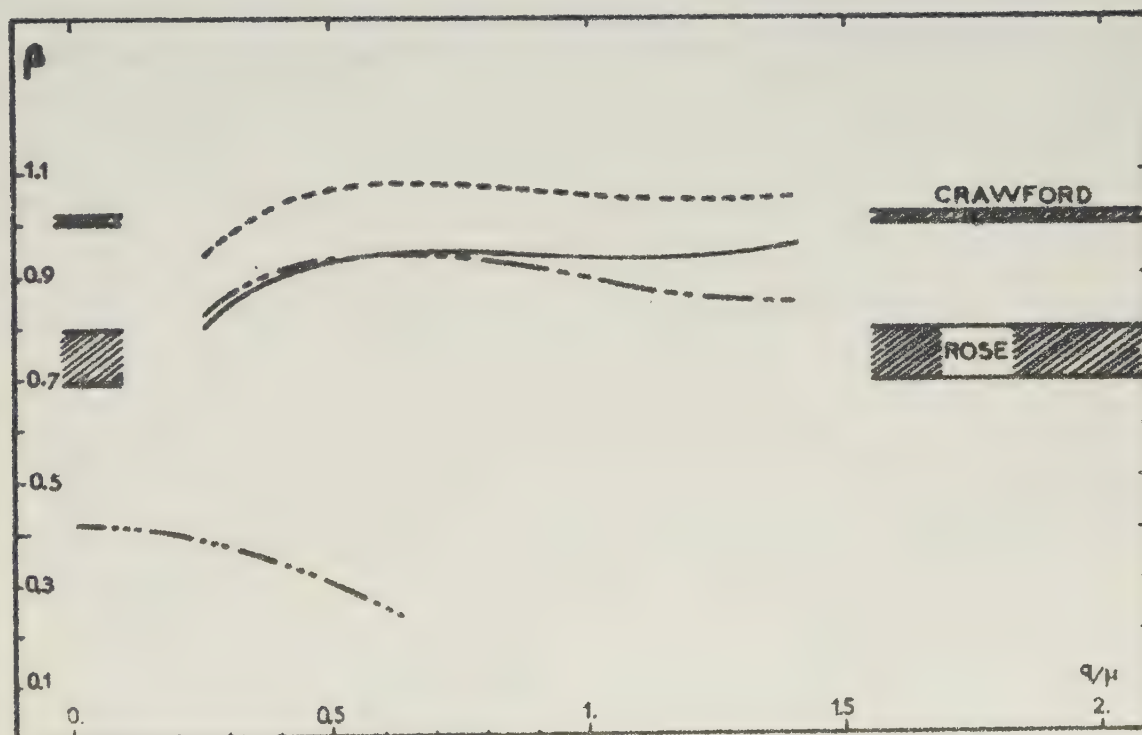
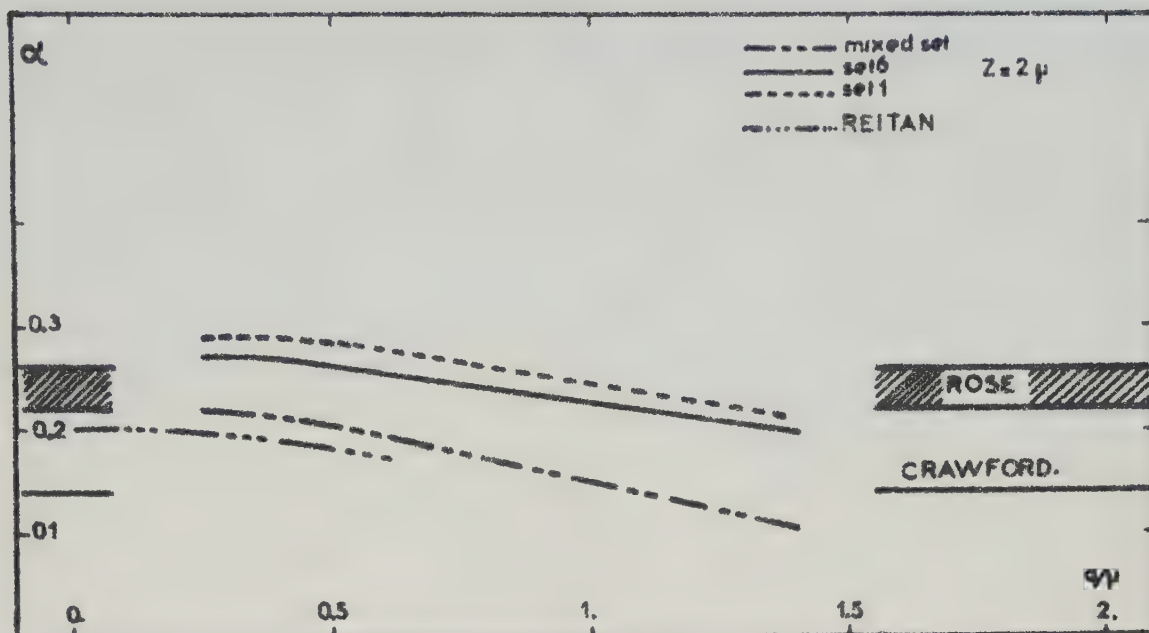
$$\sigma = \alpha q/\mu + \beta q^3/\mu^3$$

mais ici, les quantités α et β ne sont pas nécessairement indépendantes de l'énergie. Leurs variations en fonction de l'énergie sont intéressantes, car elles permettent de voir si, pour les basses énergies, notre modèle présente les mêmes caractéristiques que le modèle phénoménologique de Gell-Mann et Watson⁽¹⁰⁾. Nous pouvons également comparer nos valeurs de α et β à celles obtenues par Reitan⁽²⁶⁾ et aux valeurs expérimentales de Rose^(9a) et de Crawford et Stevenson^(9b). (Les calculs de correction coulombienne ont été faits comme en référence (26)).

En anticipant légèrement sur les conclusions, on peut voir d'après les figures 3 et 4 que, dans le domaine de validité du modèle de Gell-Mann ($q/\mu \leq 1$), les valeurs que nous obtenons pour α et β varient assez peu et sont grosso modo compatibles

Figures 3 et 4

Variation des paramètres α et β en fonction de q/μ , pour les trois paramétrisations du deutéron et $Z = 2\mu$.



avec les valeurs expérimentales ; pour α , nos valeurs et celles de Reitan sont comparables. Cependant, il apparaît que les courbes que nous obtenons pour α et β dépendent assez fortement des fonctions d'ondes nucléaires employées ; cette question sera discutée dans les conclusions.

Nous pouvons donc, dans le cadre de cette approximation I, comparer notre modèle à l'ensemble de ceux développés à basses énergies.

Approximation II : Nous allons maintenant tenir compte, non plus seulement des ondes "s" et "p" du pion, mais de toutes ses ondes. Ceci est fait pour les termes qui ne contiennent pas d'interaction nucléon-nucléon dans l'état final (graphes a) et c) de la figure 1, page 16 bis). Les termes contenant l'interaction finale (graphes b) et d) de la figure 1) sont traités comme dans l'approximation I. Ne pouvant, à priori, estimer l'importance des contributions des ondes "d", "f", etc.,... par rapport aux ondes "s" et "p" dans le domaine d'énergie considéré, nous pensons pouvoir négliger dans un premier temps, les contributions de l'interaction finale à ces ondes d'ordre supérieures. Dans cette approximation II, la dépendance angulaire de la section efficace différentielle est une série en $\cos^2 \theta$. Pour la polarisation, la dépendance angulaire étant plus compliquée que pour l'approximation I, nous introduisons, suivant Akimov et al.^(9u), le coefficient d'asymétrie (cf. II.1.)

$$A(\theta) = \frac{\epsilon}{P \sin \theta} \frac{4\pi (d\sigma/d\Omega) \text{ non polarisé}}{\sigma},$$

où ϵ est l'asymétrie mesurée par les expérimentateurs $\left(\epsilon = \frac{R - L}{R + L} \right)$

et P la longueur du vecteur polarisation. Dans le cas de l'approximation I, nous avons

$$\epsilon = \frac{P \sin \theta \cdot A Q}{A + \cos^2 \theta}$$

où la quantité Q ainsi introduite était indépendante de l'angle θ et est reliée à Λ par la relation

$$\Lambda = Q \frac{A}{A + 1/3}$$

(il est en effet évident que, à la limite de l'approximation I, le coefficient $\Lambda(\theta)$ dévient indépendant de l'angle θ)*.

Numériquement, la résolution de ce problème dans le cadre de l'approximation II est beaucoup plus longue que pour l'approximation I. En effet, nous avons un plus grand nombre d'intégrales à calculer, et ces intégrales dépendent de la valeur de l'angle θ .

Nous trouvons que les amplitudes de diffusion pion-nucléon $P_{2T,2J}$ contribuent non seulement aux ondes partielles du pion conduisant à des états singulets de spin des deux protons, mais aussi à des états triplets ; vice versa, les amplitudes S_{11} et S_{31} contribuent aussi à des états singulets de spin des deux protons.

Ce dernier point a été remarqué par Il Tong Chéon et Tohsaki (27) pour l'onde partielle "s" du pion.

II.3.3. Résultats et comparaisons avec l'expérience

- Section efficace totale

Des résultats théoriques obtenus pour la section efficace totale dans le domaine d'énergie E_p variant de 300 à 900 Mev environ, on peut immédiatement tirer deux conclusions :

. La différence entre les approximations I et II est très nette, même à assez basses énergies. L'approximation II donne un meilleur centrage du maximum et, par cela même, une meilleure redescente du pic de la résonance (figure 5, page suivante).

. Pour la raison précédemment indiquée, nous ne nous intéresserons, dans les considérations suivantes, qu'aux sections efficaces obtenues par l'approximation II. Ces résultats sont très sensibles en valeur absolue au choix des fonctions d'ondes nucléaires. Sur la figure 5,

* Il faut faire attention à la définition du coefficient d'asymétrie, qui, suivant les auteurs, est Q ou Λ .

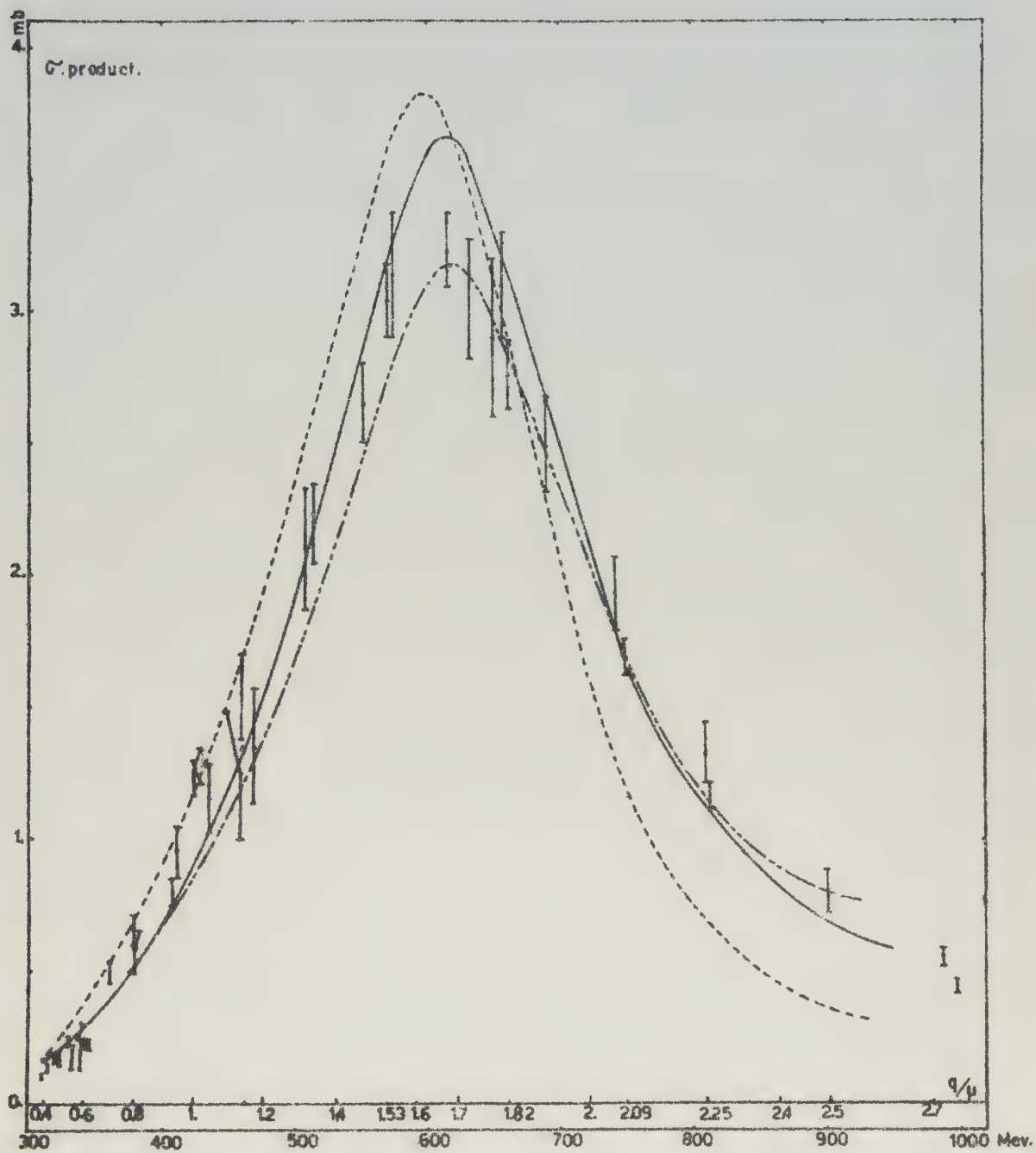
Figure 5

Section efficace totale en fonction de q/μ ou de E_p pour la réaction de production de pion. La paramétrisation 6 du deutéron est utilisée.

(-----) approximation I, $Z = 2\mu$

(————) approximation II, $Z = 2\mu$

(— — — — —) approximation II, $Z = \mu$



on peut voir la sensibilité des résultats en fonction du paramètre de cut-off Z , qui modifie la forme aux courtes distances de la fonction d'onde des deux protons diffusés. Ces courbes sont obtenues pour $Z = 2\mu$ et $Z = \mu$, la fonction d'onde du deutéron restant inchangée. On retrouve cette même caractéristique quelle que soit la paramétrisation employée pour le vertex $d - np$. D'autre part, en figure 6, pour une valeur de Z fixée ($Z = 2\mu$), nous comparons les courbes obtenues pour les trois paramétrisations du deutéron. Nous voyons que la forme des courbes en fonction de l'énergie est la même, et que les variations jouent uniquement sur la valeur absolue. Entre les paramétrisations 1 et 6, la différence vient surtout de la forme de l'état 3D_1 du deutéron. Mais la variation maximale de la section efficace est obtenue quand on passe de la paramétrisation 1 à la paramétrisation mélangée ; ces fonctions d'ondes ne diffèrent alors que pour les faibles distances (~ 1 fermi) de l'état 3S_1 du deutéron. Cependant, l'influence des différentes paramétrisations des fonctions d'ondes nucléaires sera encore plus sensible sur les distributions angulaires.

Avant d'en finir avec les résultats obtenus pour les sections efficaces totales, nous voudrions revenir sur deux points :

- Le premier point est le suivant :

Nous avons précédemment noté (II.3.2.) que, à la limite des très basses énergies, la section efficace pouvait s'écrire dans le cas de l'approximation I

$$\sigma = \alpha \, q/\mu + \beta \, q^3/\mu^3$$

Nous pouvons voir en figures 3 et 4 (page 19 bis) que près du seuil, les coefficients α et β dépendent fortement du choix de la paramétrisation employée pour le deutéron. Cette influence des fonctions d'ondes nucléaires sur la section efficace totale est donc importante dans tout le domaine d'énergie considéré.

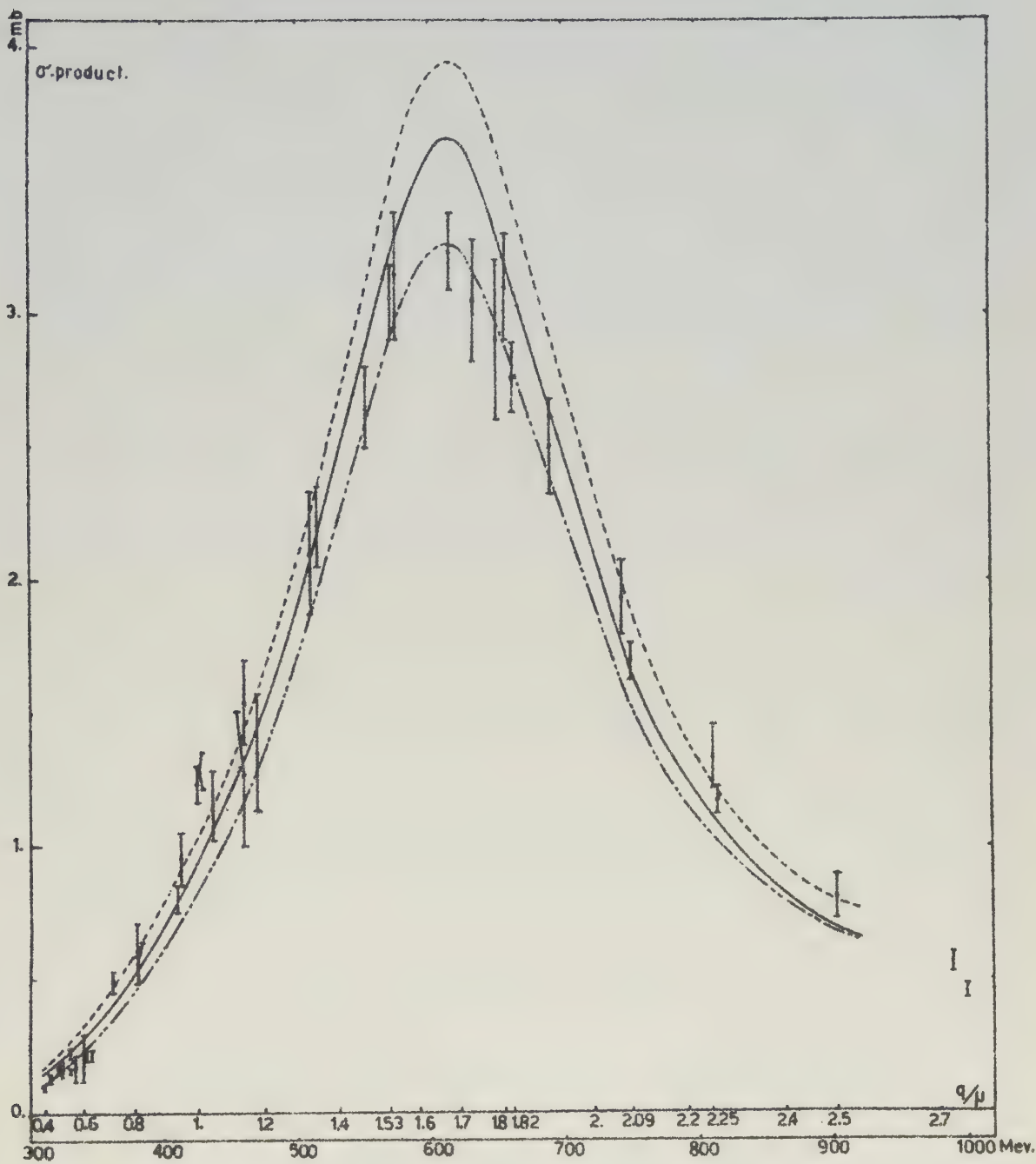
- Voici le deuxième point :

Il est à priori anormal que pour des énergies E_p inférieures à 450 Mev (domaine de validité du modèle de Gell-Mann et al.) la différence entre les approximations I et II soit si importante (voir figure 5)

Figure 6

Section efficace totale en fonction de q/μ ou de E_p pour la réaction de production du pion. Ces courbes sont obtenues par l'approximation II et pour $Z = 2\mu$.

- (-----) paramétrisation 1 du deutéron
- (————) paramétrisation 6 du deutéron
- (———) paramétrisation mélangée du deutéron.



Ceci voudrait-il dire que les ondes du pion $l > 1$ contribuent, même dans ce domaine d'énergie ? Pas sensiblement ; en effet la différence entre ces deux approximations vient de la façon dont le calcul théorique est effectué. L'approximation I, qui est celle proposée par beaucoup d'auteurs, ne traite que de manière approchée l'absorption du pion pour ses ondes "s" et "p". Dans cette approximation I, on néglige la fonction d'onde $e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{2}}$ du pion par rapport à la fonction relative des protons sortants $e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ (dans cette explication l'interaction finale est ignorée). Qualitativement on peut dire que le premier terme de l'hamiltonien PS (PV) donne :

$$e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{2}} = \frac{i}{2} (\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{2}} \approx \frac{i}{2} (\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

Ce terme est appelé terme d'absorption d'onde "p" .

Le deuxième terme s'écrit

$$e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{2}} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}') = -i(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} e^{\frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{2}} \approx -i(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

et est dénommé terme d'onde "s".

Si nous regardons exactement ce que donne, par exemple, l'absorption du pion dans l'onde "s", nous voyons que le deuxième terme de l'hamiltonien conduit à

$$-i(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} j_0\left(\frac{qr}{2}\right)$$

mais que le premier terme apporte lui aussi une contribution

$$-(\vec{\sigma} \cdot \frac{\vec{r}}{r}) \frac{q}{2} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} j_1\left(\frac{qr}{2}\right)$$

Or dans l'approximation I, il est bien connu que le terme de Born pour l'onde "s" du pion est très faible par compensation des contributions des états 3S_1 et 3D_1 du deutéron. Il devient alors normal que les termes

négligés, bien que petits, apportent une modification visible. Ceci explique que, sauf pour une impulsion $\bar{q}$ du pion très faible (énergie proche du seuil,) les approximations I et II ne soient pas équivalentes, même si l'essentiel du processus vient des seules ondes "s" et "p" du pion.

- Distributions angulaires

Contrairement à l'approximation I, l'approximation II peut donner des distributions angulaires qui ne sont plus linéaires en $\cos^2 \theta$. Cependant, cette approximation II donne des distributions angulaires linéaires jusqu'à une énergie de proton E_p de 400 à 450 Mev ; ce résultat est en accord avec la remarque de C. Richard-Serre^(9t) que les termes en $\cos^4 \theta$ apparaissent vers 480 Mev environ. Les valeurs de A obtenues par l'approximation I ne sont en accord avec l'expérience que jusqu'à 380 à 400 Mev ($q/\mu = 0.8$ à 0.9) et pour certaines paramétrisations nucléaires seulement. L'approximation II donne grosso modo les mêmes valeurs de A dans ce domaine d'énergie.

Sur les figures 7, 8 et 9, nous pouvons voir les sections efficaces différentielles que l'approximation II donne pour les différentes paramétrisations du deutéron aux énergies $E_p = 460, 622$ et 750 Mev (les courbes correspondant à d'autres énergies peuvent être trouvées dans l'article⁽²⁸⁾ que nous résumons ici).

Pour les deux dernières courbes, les points expérimentaux sont ceux de Measday, Richard-Serre et al.^(9t). Leur expérience permet de connaître la forme des distributions pour des angles $\theta \sim 30^\circ$ ($\cos^2 \theta \sim 0.75$) et en fait d'apprécier la distorsion par rapport à des distributions linéaires en $\cos^2 \theta$.

Nos courbes théoriques ont une allure raisonnable mais n'ajustent pas en détail les résultats expérimentaux. Une amélioration pourrait être faite, dans le cadre de l'approximation II, en tenant compte de l'interaction nucléon-nucléon finale pour des ondes supérieures aux ondes "s" et "p" du pion. En effet, puisque l'addition d'ondes "d", "f"..... fait décroître les distributions angulaires pour les grands $\cos^2 \theta$, on peut espérer qu'une amélioration du traitement de ces ondes donnerait un meilleur accord avec l'expérience. Il faut également noter la grande

Figure 7

$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$ production en fonction de $\cos^2 \theta$ pour l'énergie de proton

$E_p = 460 \text{ Mev.}$

Les points expérimentaux sont ceux de Meshcheriakov ^(9j) à 460 Mev et ceux de Stadler ^(9a) à 470 Mev.

DIFFERENTIAL CROSS SECTION,

$E_p = 460 \text{ Mev.}$ $q/p = 1.15$ $Z = 2V$

----- mixed set
—— set 6
----- set 1

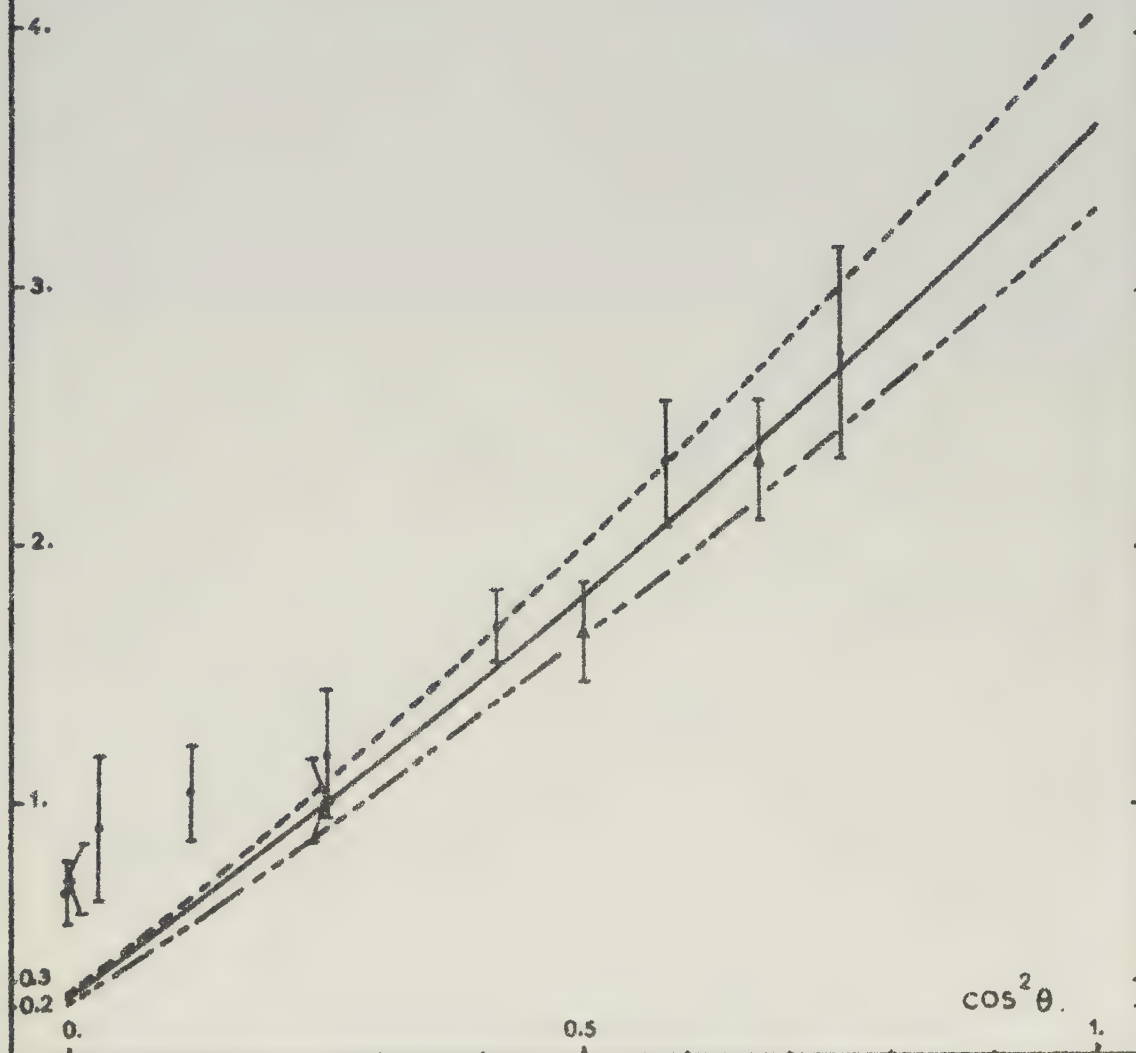


Figure 8

$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$ production en fonction de $\cos^2 \theta$ pour l'énergie de proton

$E_p = 622 \text{ Mev.}$

• : expérience du CERN ^(9t) à 616 Mev.

▲ : expérience de Neganov et al. ^(9r) à 635 Mev.

DIFFERENTIAL CROSS SECTION.

$E_p = 622 \text{ Mev.}$ $q/p = 1.7$ $Z = 2\mu$

--- mixed set
 — set 6
 - - - - set 1

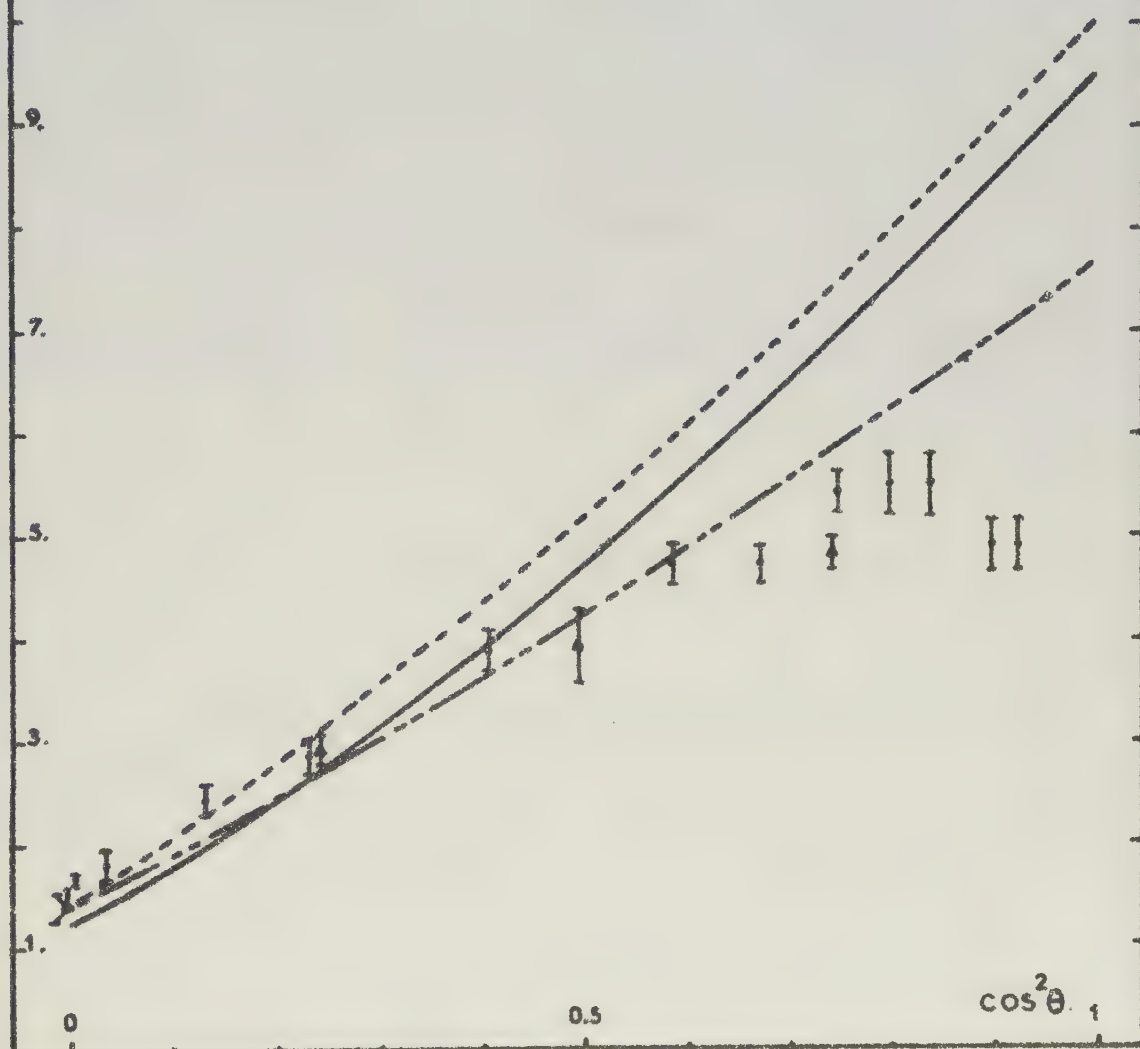


Figure 9

$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (production en fonction de $\cos^2 \theta$ pour l'énergie de proton

$E_p = 750 \text{ Mev.}$

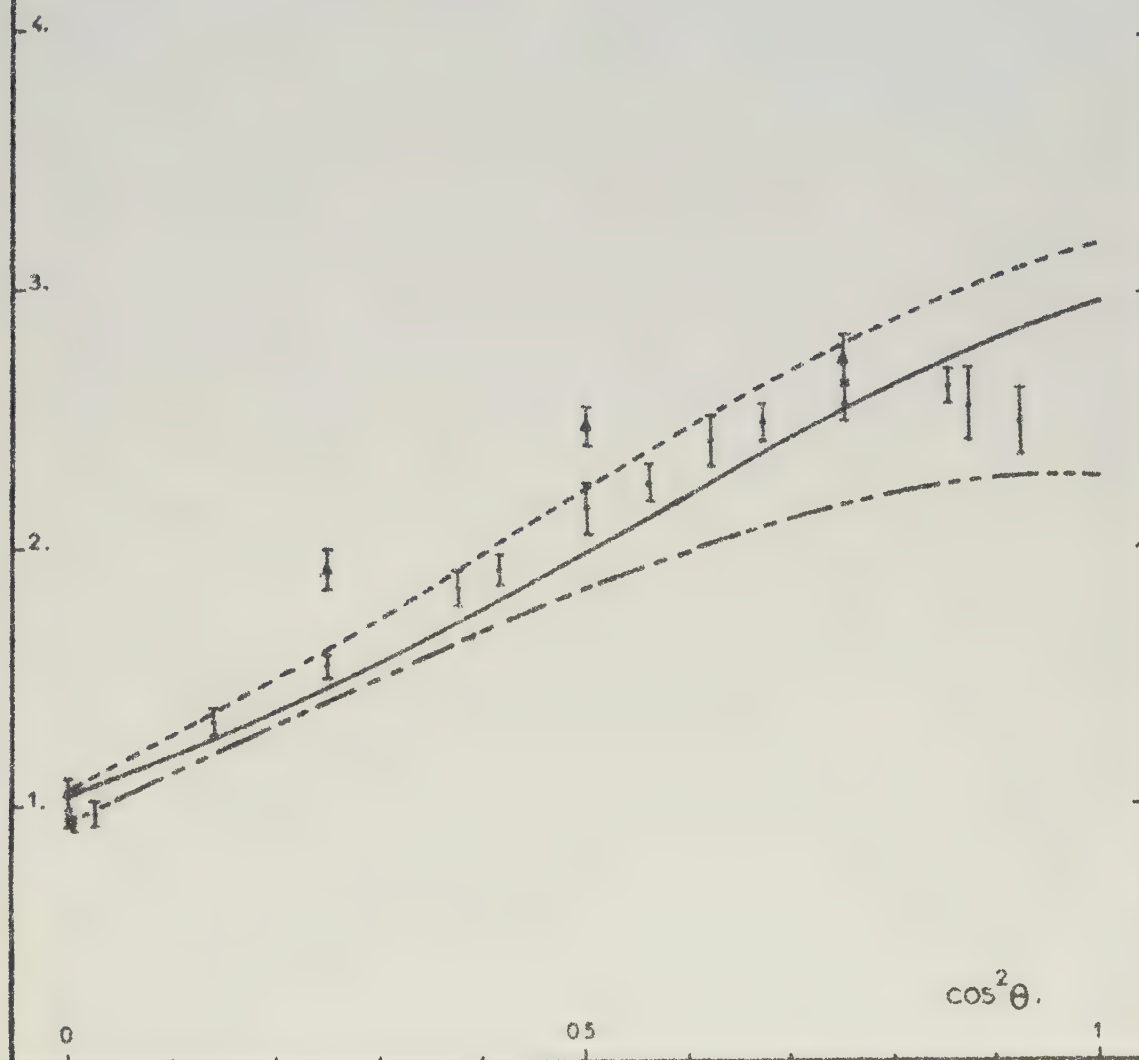
• : expérience du CERN^(9t) à 750 Mev

Δ : expérience de Neganov et al.^(9f) à 740 Mev

DIFFERENTIAL CROSS SECTION,

$E_p = 750$ Mev. $q/\mu = 2.09$ $Z = 2\mu$

----- mixed sol
————— sol 6
----- sol 1



dépendance des sections efficaces différentielles par rapport au choix des fonctions d'ondes nucléaires (paramétrisation du deutéron et valeur du paramètre de cut-off Z de la fonction d'onde de diffusion). Cette influence des fonctions d'ondes nucléaires augmente d'importance quand $\cos^2 \theta$ croît (c'est à dire aux petits angles). La bonne connaissance des distributions angulaires aux petits angles peut donc permettre d'obtenir des renseignements sur les fonctions d'ondes nucléaires dans le cadre d'une approche appropriée à ce problème.

- Polarisation

Il n'y a que peu de mesures expérimentales effectuées sur l'asymétrie du pion produit par des protons polarisés. A notre connaissance, seul Akimov et al.^(9a) ont étudié systématiquement la dépendance angulaire du coefficient de polarisation $\Lambda(\theta)$ (cf. II.1 et II.3.2.) pour trois énergies $E_p = 536, 616$ et 654 Mev.

Nous donnons en figure 10 ce coefficient de polarisation pour l'énergie 616 Mev. Nous voyons que la forme de la dépendance angulaire est bonne, mais la courbe est cependant trop creusée. Cette courbe provient évidemment de l'approximation II, puisque avec l'approximation I ce coefficient $\Lambda(\theta)$ est constant en θ . Les mêmes caractéristiques se retrouvent pour les deux autres énergies étudiées (cf. référence (28)).

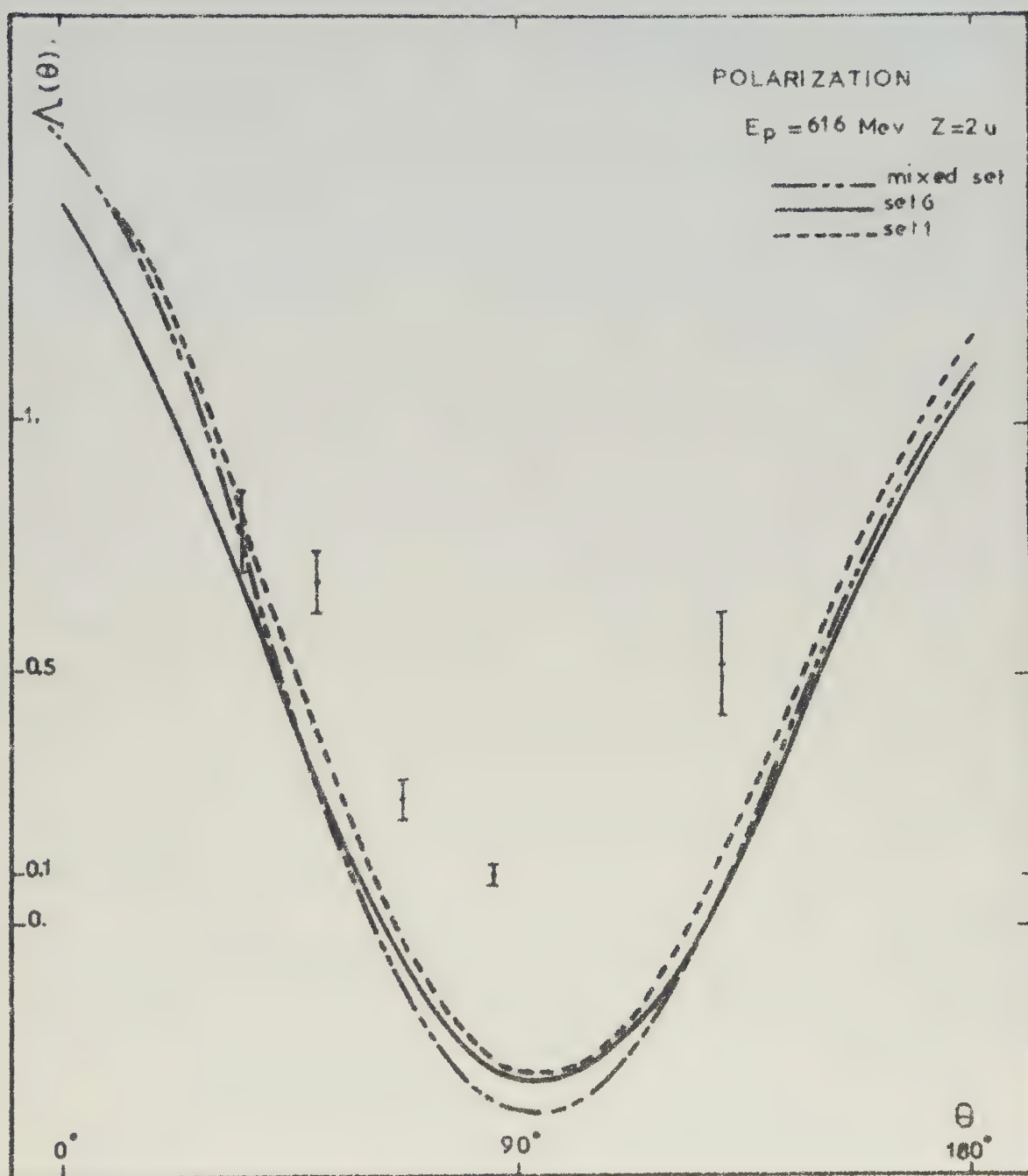
Cette dépendance de $\Lambda(\theta)$ en fonction de θ est due à la contribution d'ondes $l > 1$. Ces mesures de polarisation sont donc très sensibles pour détecter l'énergie à laquelle les ondes "s" et "p" ne sont plus les seules à contribuer.

Notre accord avec l'expérience s'améliorerait peut-être par l'introduction de l'interaction nucléaire finale pour les ondes du pion $l > 1$.

Nous avons aussi calculé ce coefficient $\Lambda(\theta)$ pour une faible énergie $E_p = 315$ Mev ($q/\mu \approx 0.4$) ; sa variation en fonction de θ est très faible, et peut presque être considérée comme constante, de 0.15 à 0.20 suivant les paramétrisations du deutéron. Ceci est en accord avec le point expérimental de Crawford et Stevenson^(9b). Il faut enfin noter que, contrairement aux sections efficaces totales et différentielles, le choix des fonctions d'ondes nucléaires est sans grande influence sur le coefficient de polarisation.

Figure 10

Coefficient de polarisation $\Lambda(\theta)$ pour l'énergie de proton $E_p = 616$ Mev.
Points expérimentaux d'Akimov et al. ^(9a).



11.3.4. Comparaison avec les autres modèles théoriques

- A basses énergies

Pour les énergies proches du seuil de production du pion, nous avons déjà un peu comparé nos résultats avec ceux de Reitan⁽²⁶⁾ (pages 19 bis et 20).

Pour le coefficient α de l'absorption de l'onde "s", nos résultats sont qualitativement en bon accord. Cependant, notre coefficient α (figure 3) étant sensible aux choix des fonctions d'ondes nucléaires, nous ne pouvons le comparer quantitativement à celui obtenu⁽²⁶⁾ avec les fonctions d'ondes de Hamada-Johnston.

Pour le coefficient β de l'absorption de l'onde "p", nos résultats diffèrent nettement de ceux de Reitan. Une explication peut être trouvée dans le choix respectif des amplitudes de diffusion. Pour les amplitudes $P_{2T,2J}$, nous avons pris les paramétrisations en énergies de Mac Kinley⁽³⁰⁾. Reitan n'a pris cette paramétrisation en énergie⁽³⁰⁾ que pour l'amplitude résonnante P_{33} ; pour les amplitudes non résonnantes $P_{2T,2J}$, il a utilisé les longueurs de diffusion a_{11} , a_{13} , a_{31} de Hamilton et Woolcock⁽³³⁾. Si nous regardons à quelles longueurs de diffusion correspondent les paramétrisations non résonnantes de Mac Kinley, nous trouvons des valeurs nettement différentes de la référence⁽³³⁾. Or, l'amplitude résonnante n'étant pas, à ces basses énergies, sensiblement plus importante que les autres amplitudes, il est normal de trouver pour β des résultats différents.

Si, pour le coefficient α , nous n'avons pas eu cette différence, c'est que les paramétrisations de Mac Kinley⁽³⁰⁾ que nous employons pour S_{11} et S_{31} correspondent à des longueurs de diffusion assez semblables (à 10 % près) à celles⁽³⁴⁾ utilisées par Reitan.

- Aux énergies voisines de la résonance

La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus autour de la résonance par D. Schiff et J. Tran Thanh Van⁽¹⁹⁾ peut être plus approfondie. Bien que les théories de départ soient totalement différentes, ce sont finalement les mêmes processus physiques qui sont étudiés, à savoir le terme de Born, la fonction de vertex du deutéron et l'état intermédiaire $NN\pi$.

Le fait d'avoir introduit dans notre calcul la fonction de vertex du deutéron de la référence (20) , nous rend possible une certaine comparaison avec des calculs covariants. C'est la raison pour laquelle nous avons donné nos résultats pour des paramétrisations communes avec ⁽¹⁹⁾, l'importance du choix des fonctions d'ondes nucléaires ne permettant sinon aucune comparaison.

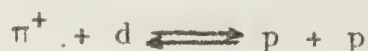
La différence essentielle vient du traitement de l'état intermédiaire $NN\pi$. D. Schiff remplace cet état par l'état NN^* et traite l'instabilité de l'isobare à l'aide d'une fonction de distribution empirique. Dans nos calculs, nous avons traité la diffusion pion-nucléon à l'aide des amplitudes partielles, en retenant, en plus de l'amplitude P_{33} résonnante, les autres amplitudes S_{11} , S_{31} , P_{11} , P_{31} et P_{13} ; à priori nous traitons donc de manière plus complète le système pion-nucléon ; cependant ces amplitudes partielles sont introduites à l'aide de la paramétrisation en énergie de Mac Kinley ⁽³⁰⁾ sans effets hors couche d'énergie.

Si maintenant nous comparons nos résultats, nous observons les mêmes modifications des distributions angulaires par rapport aux différentes paramétrisations du deutéron. Enfin, sans entrer dans tous les détails, on peut dire que dans le domaine d'énergie commun l'accord avec l'expérience est analogue.

II.3.5. Conclusions

Notre modèle est donc en assez bon accord avec l'expérience dans tout le domaine d'énergie qui commence au seuil de production du pion et inclut la première résonance pion-nucléon (soit E_p de 300 à 900 Mev environ). Les conclusions que l'on en tire rejoignent et complètent celles faites par différents auteurs ; elles apportent des précisions sur l'importance des ondes partielles du pion supérieures à $\ell = 1$ et aussi sur la manière de calculer les contributions des ondes "s" et "p" .

L'étude théorique de la réaction d'absorption des π^+ par le deutéron (ou de la réaction inverse)



nous amène aux conclusions suivantes :

- Même pour de très faibles énergies du pion, le modèle d'absorption directe par un seul nucléon, l'autre étant spectateur, est insuffisant. Il est nécessaire de tenir compte des diffusions du pion sur un des nucléon avant son absorption par l'autre

- Dans le domaine d'énergie ($E_p < 400$ Mev) où seules contribuent les ondes "s" et "p" pion-deutéron, il faut traiter exactement ces ondes et non faire l'approximation habituelle (Approximation I) qui n'est pas valable.

- Dès que l'énergie augmente (énergie du proton $E_p > 400$ à 450 Mev, soit une impulsion du pion $q > \mu$) les ondes du pion d'ordre supérieur aux ondes "s" et "p" doivent être prises en considération pour expliquer les résultats expérimentaux.

- Les résultats théoriques sont sensibles aux formes des fonctions d'ondes nucléaires (fonctions d'ondes du deutéron, 3S_1 et 3D_1 , et de diffusion des deux protons), et particulièrement aux modifications de ces fonctions d'ondes aux courtes distances (inférieures à 1 fermi).

Ces conclusions sur l'absorption d'un pion par le deutéron vont maintenant nous servir pour aborder l'étude de l'absorption par les noyaux un peu plus lourds.

Mais il est bien évident que l'intérêt de cette réaction



est très important en lui-même, et que ses applications dépassent nettement celles que l'on en peut faire pour l'étude d'absorption de pions sur des noyaux plus lourds. Nous pensons par exemple aux tentatives actuelles d'utiliser des amplitudes d'interaction forte pour calculer des processus d'interaction faible comme la désintégration $\beta^{(35)}$: $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$.

III. ABSORPTION DE PIONS PAR DES NOYAUX LEGERS

III.1. Introduction

Les réactions d'absorption, comprennent deux types un peu différents de réactions :

- Absorption de π^- sur orbite mésique.

Le pion négatif est dans un état lié avec le noyau. Les orbites mésiques sont beaucoup plus petites que les orbites électroniques car la masse du pion est environ 275 fois supérieure à celle de l'électron ; le rayon de Bohr pour un atome π -mésique est de l'ordre de 200 fermi. Pour les noyaux légers, il est possible d'avoir les transitions $2p \rightarrow 1s$ et de calculer les taux d'absorption "s" ou "p".

- Absorption de pions en vol.

L'énergie des pions est variable et le nombre d'ondes partielles du pion qui contribuent aux sections efficaces dépend de cette énergie.

Que les pions soient absorbés sur orbites ou en vol, le noyau absorbant acquiert une énergie d'au moins 140 Mev, et il existe généralement plusieurs processus de désintégration. Nous n'étudions que les voies de désintégration produisant des états finals nucléaires ; nous écartons entre autres la production de photons.

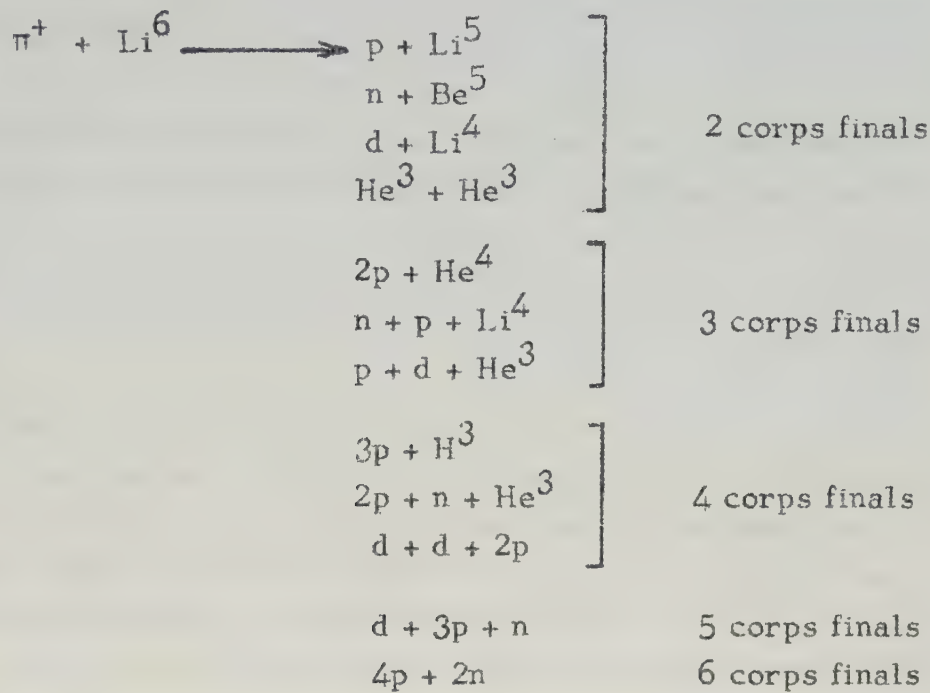
- . Voies ouvertes et états excités des noyaux résiduels.

Regardons, sur deux exemples, les modes de désintégration possibles : d'abord pour l'absorption d'un pion négatif sur l' He^4 :



Ces trois processus ont respectivement 2, 3 et 4 corps dans la voie finale. Nous avons éliminé comme peu probable l'état final H^4 avec une énergie d'excitation de 140 Mev !

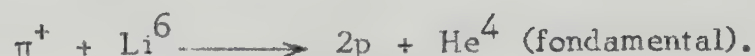
Un deuxième exemple d'absorption, sur le Li^6 , montre que la quantité de voies ouvertes augmente rapidement avec le nombre de nucléons du noyau cible



Certains noyaux résiduels peuvent se trouver dans des états excités. L'isospin des pions étant égal à 1, il est possible d'obtenir des états excités d'isospin plus élevé que par des réactions de photodésintégration ou des méthodes de spectroscopie.

Pour les réactions $(\pi^+, 2p)$, dans l'exemple du Li^6 , il est théoriquement possible d'atteindre les états d'isospin 0, 1 et 2 de l' He^4 . Cependant, pour faire effectivement des mesures de spectroscopie nucléaire avec ce type de réaction, il faut d'une part avoir une bonne résolution en énergie mais surtout effectuer les expériences de manière à mettre en évidence ces états excités ; en effet, dans l'exemple de la réaction $(\pi^+, 2p)$ sur le Li^6 , si seuls les deux protons sont détectés, nous pouvons avoir des voies ouvertes à 3, 4, 5 et 6 corps finals (les quatre nucléons résiduels se présentant sous la forme : He^4 , $p + \text{H}^3$, $n + \text{He}^3$, $d + d$, $n + p + d$ et $2n + 2p$). Les états excités de l' He^4 se trouvent donc, dans le spectre de masse manquante, mélangés aux autres états. Cette expérience $(\pi^+, 2p)$ sur le Li^6 a été effectué par Charpack, Favier et al.⁽³⁶⁾ ; le spectre de masse manquante

obtenu contient deux pics. L'un de ces pics a comme largeur la résolution expérimentale et correspond à la réaction :



Le second pic, beaucoup plus large, correspond à la superposition des autres voies ouvertes contenant entre autres les états excités de l' He^4 .

- . Réaction du type $(\pi, 2N)$ et information sur les corrélations de paires de nucléons.

Un aspect important des réactions d'absorption du type $(\pi, 2N)$ réside dans la possibilité d'obtenir des informations sur les corrélations de deux nucléons à l'intérieur du noyau. Cette possibilité avait été évoquée ^(5,6,7) au début de l'étude extensive des réactions de pions sur de nombreux noyaux. Faisons maintenant le point et essayons de répondre clairement à cette question : les réactions du type $(\pi, 2N)$ donnent-elles des informations sur l'état de ces deux nucléons à l'intérieur du noyau et, en particulier, sur les corrélations à courtes portées ?

Le calcul que nous avons effectué sur l'absorption par un deutéron (voir chapitre II) permet de conclure à la grande influence, sur les résultats,

- du mécanisme de réaction choisi ,
- de la forme des fonctions d'ondes nucléaires .

et spécialement de leur comportement près de l'origine.

Nous avons vu que le mécanisme de réaction devait contenir la diffusion pion-nucléon dans les états intermédiaires : ceci veut dire que le pion doit interagir avec les deux nucléons du deutéron pour être absorbé.

Généralisons ces résultats à l'absorption par des noyaux plus lourds. S'il contient les rediffusions du pion, le mécanisme d'absorption par paires de nucléons est préférable à un mécanisme d'absorption directe par un seul nucléon. D'autre part on doit, à priori, trouver une influence importante des corrélations de paires dans les noyaux ; de nombreux calculs ⁽³⁷⁾ théoriques ont montré l'influence des paramètres de fonctions de corrélations sur les résultats. Il reste à juger

de la validité des informations, ainsi obtenues. Elles n'auront de valeur que dans la mesure où le mécanisme de réaction choisi est raisonnable ; un modèle d'absorption directe par un nucléon, tous les autres étant spectateurs, risque de donner des renseignements erronés. En résumé nous pensons que la validité des informations obtenues sur les corrélations de paires à courtes portées dans le noyau dépend très fortement de la manière dont le processus d'absorption est traité.

Dans ces réactions (π , 2N), si les deux nucléons détectés sont très énergétiques, c'est à dire possèdent, à eux deux, la quasi-totalité de l'énergie disponible, la seule interaction finale importante agit d'une part entre ces deux nucléons et d'autre part entre les particules résiduelles. Les diffusions multiples entre un nucléon énergétique et les autres nucléons du noyau initial redistribuent l'énergie entre plusieurs nucléons ; elles doivent donc commencer à contribuer dès que les deux nucléons énergétiques n'emportent plus la quasi-totalité de l'énergie disponible.

Ces diffusions multiples entre nucléons du noyau cible, avant l'éjection de deux d'entre eux, tend à produire un effet d'écran⁽³⁸⁾ qui fausse la détermination du rapport des paires n-p et p-p qui absorbent le pion négatif (par exemple) à partir de la détection des paires n-n et n-p éjectés.

Venons en maintenant à la situation théorique et expérimentale de ces réactions d'absorption (π , 2N).

III.2. Situation expérimentale et théorique des réactions du type (π , 2N).

Nous ferons ici un rapide exposé des mesures expérimentales et des travaux théoriques effectués pour les réactions (π , 2N) par de nombreux auteurs*. Nous nous restreignons maintenant à ce type de réactions d'absorption, pour lesquelles nous avons apporté une contribution théorique.

*

Les lecteurs pourront se reporter très utilement à l'article de revue de D. Koltun⁽³⁹⁾ sur les interactions pion-noyaux.

III.2.1. Situation expérimentale

Les résultats expérimentaux sur ces réactions (π , 2N) peuvent être obtenus par différents procédés :

. Absorption dans les atomes pi-mésiques.

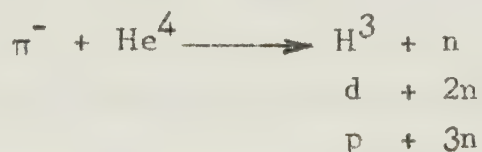
Dans ce genre d'expériences les mesures peuvent porter sur les taux de capture, les rapports de branchements des différents processus et sur les spectres de particules éjectées.

Par exemple, Zaimidoroga et al. ⁽⁴⁰⁾ donnent pour la capture du pion par l' He^3 tous les taux de capture et les spectres des particules chargées sortantes. Ils trouvent les rapports suivants :

$\pi^- + \text{He}^3 \longrightarrow$	d + n	(15.9 $\pm$ 2.3) %
	p + 2n	(57.8 $\pm$ 5.4) %
	$\text{H}^3 + \pi^0$	(15.8 $\pm$ 0.8) %
	$\text{H}^3 + \gamma$	(6.9 $\pm$ 0.5) %
	d + n + γ	(3.6 $\pm$ 1.2) %
	p + 2n + γ	_____

Seuls, les deux premiers modes de désintégration correspondent aux absorptions non radiatives.

Pour la capture sur l' He^4 , les processus d'absorption non radiatifs sont



Le rapport de branchement du mode tritium se situe actuellement ⁽⁴¹⁾ aux alentours de 26 à 27 %.

. Absorption de $\pi^\pm$ en vol.

- Les mesures expérimentales peuvent porter sur :
- . la section efficace totale ,
 - . le spectre de masse manquante quand seuls les deux nucléons sont détectés ; il donne des informations sur les différents états finals.

- . la distribution angulaire des deux nucléons détectés,
- . le spectre de l'angle de Treiman-Yang,
- . la distribution du moment de recul des (A-2) nucléons résiduels,
- . les rapports de production de paires $\frac{n-n}{n-p}$ et $\frac{p-p}{n-p}$; les absorptions de π^+ conduisent à des paires éjectées n-p et p-p, et les π^- à des paires n-n et n-p.

Les expériences de Charpack, Favier et al. ⁽³⁶⁾, utilisant des chambres à étincelles, détectent en coïncidence deux protons venant de l'absorption de π^+ de 60 à 100 Mev. Les noyaux cibles sont nombreux, de l'He⁴ jusqu'à F¹⁹. Des méthodes de temps de vol ont été utilisées par Davies et al. ⁽⁴²⁾ pour détecter deux neutrons venant de l'absorption de π^- sur le Li⁶ et le Li⁷, et par Calligaris et al. ⁽⁴²⁾ pour les réactions (π^- , 2n) sur le Li⁶, le Be⁹ et le C¹². Des mesures ⁽⁴³⁾ portent sur les rapports de production de paires $\frac{n-n}{n-p}$ ou $\frac{p-p}{n-p}$ par absorption de π^- ou de π^+ .

- . Absorption de $\pi^\pm$ dans des émulsions.

On peut mesurer :

- . le rapport de branchement des différents processus,
- . les spectres des particules éjectées.

J.P. Massué, Sidorov et al. ⁽⁴⁴⁾ ont étudié les réactions d'absorption de π^- au repos et de π^+ à 60 Mev sur les noyaux de C¹², N¹⁴, O¹⁶. Ils effectuent pour chaque étoile une analyse de toutes les réactions possibles et, par conservation de l'impulsion et de l'énergie identifient les particules correspondant aux branches de l'étoile. Ils peuvent ainsi donner des poids relatifs aux divers processus de désintégration et mesurer les spectres d'énergie des particules sortantes.

Un résumé des plus récentes expériences effectuées dans ce domaine est donné dans le tableau XVIII de l'article de Koltun ⁽³⁹⁾.

III.2.2. Situation théorique.

Nous ne ferons pas une revue exhaustive de l'ensemble des travaux théoriques effectués pour ces réactions (π , 2N).

Par contre, nous allons classer les différentes méthodes utilisées et nous donnerons certains articles comme exemple de ces diverses approches.

Voyons sur quels modèles s'appuient ces travaux ainsi que les noyaux et voies des réactions qu'ils décrivent. Le processus d'absorption s'effectue sur une paire de nucléons ou sur des groupements plus importants comme le "cluster" alpha. Les manières de traiter l'absorption par une paire de nucléons sont nombreuses ; ces modèles sont utilisés pour des noyaux de type modèle en couches (à différents couplages) ou, au contraire, pour des noyaux présentant une clustérisation en deutéron bien marquée ; ils s'imposent également pour certains processus de réaction comme par exemple



où $(A - 2)$ est un état lié des $A-2$ nucléons. Les modèles d'absorption par groupements plus importants de nucléons, essentiellement par un alpha, sont préférés à l'absorption par paires pour des noyaux présentant des sous-structure alpha. Certains noyaux, que l'on explique par différents modèles ne permettent pas de choisir entre les divers modes d'absorption (comme, par exemple, le C^{12} pour lequel on peut envisager un modèle en cluster alpha ou un modèle des couches en couplage $j-j$) ; le type de réaction envisagé peut alors aider à ce choix.

. Modèles d'absorption par paires de nucléons.

L'absorption par paires de nucléons est le processus le plus fréquemment rencontré. Il existe, dans de tels modèles, deux parties d'interaction distinctes bien qu'interagissant entre elles : une partie d'interaction pionique à savoir l'interaction (pion-2 nucléons) et une partie purement nucléaire de désintégration du noyau initial et d'interaction nucléaire finale. *

* La rediffusion du pion sur la paire de nucléons $\pi + 2N \longrightarrow \pi + 2N$ est toujours négligée. Si l'absorption par paire contient les termes de simple diffusion pion-nucléon, la diffusion $(\pi - 2N)$ correspond alors à une double diffusion du pion avant son absorption par un troisième nucléon ; en effet tous les termes de simple diffusion sont inclus dans l'absorption par paires grâce à l'antisymétrisation de la fonction d'onde du noyau initial. Les effets de cette rediffusion $(\pi + 2N)$ doivent être maximum pour des pions d'énergie cinétique de 140 à 200 Mev.

Ces deux types d'interaction sont également mal connus : l'interaction (pion-2 nucléons) n'est pas simple à traiter et l'interaction purement nucléaire est probablement sensible aux corrélations à courtes portées, que l'on connaît peu. La partie d'interaction purement nucléaire contient la décomposition du noyau initial A en deux groupements (une paire de nucléons et un système à $(A-2)$ nucléons), les réarrangements nucléaires correspondant à la voie de sortie considérée et l'interaction finale entre les particules sortantes.

Ces deux types d'interactions pionique et nucléaire entrent dans le traitement théorique et interagissent mutuellement : il faut donc bien comprendre la manière dont les différents auteurs ont traité le processus d'absorption par paire pour pouvoir juger de la validité des résultats obtenus pour la structure nucléaire.

C'est pourquoi, nous choisissons comme critère de classification, la manière de décrire l'absorption "élémentaire" du pion (ici, le processus d'absorption par paires de nucléons).

Cette interaction pionique "élémentaire" est introduite à l'aide :

- de l'hamiltonien d'interaction pion-nucléon habituel,
- d'hamiltoniens semi-phénoménologiques pion-nucléon obtenus à partir de l'hamiltonien précédent, par modification des constantes de couplage, par adjonction de termes supplémentaires introduisant la rediffusion pion-nucléon,
- d'hamiltoniens phénoménologiques d'interaction (pion-2 nucléons) comme l'interaction d'Eckstein⁽⁴⁵⁾ à approximation de portée nulle pour les deux nucléons,
- de méthodes purement phénoménologiques ne nécessitant pas l'introduction d'un hamiltonien.

Précisons, par des exemples, de quelle manière les différentes interactions pioniques "élémentaires" ont été utilisées :

- L'interaction pion-nucléon habituelle ne donne pas de résultats corrects pour les seuls termes de Born ; les termes de rediffusion pion-nucléon sont nécessaires pour expliquer la réaction $\pi^+ + d \rightleftharpoons p + p$ et il est tout à fait vraisemblable qu'il en est de même pour les processus

"élémentaires"



sur la demi-couche d'énergie.

Nous citerons comme exemple de l'utilisation de cet hamiltonien pion-nucléon, les travaux de Kopaleishvili et al.⁽⁴⁶⁾ dans lesquels la partie nucléaire est traitée avec grand soin mais où la partie d'interaction pionique ne contient que les termes de Born. Ces travaux peuvent expliquer les résultats expérimentaux plus ou moins indépendants de l'interaction pionique "élémentaire", comme le spectre de moment de recul du noyau résiduel ; ils mettent également en évidence l'importance de l'interaction finale des deux nucléons. Cependant, les quantités dépendant fortement de l'interaction pionique, comme les sections efficaces totales, ne peuvent être bien reproduites. Beaucoup d'auteurs ont fait des calculs dans cet esprit : citons, par exemple, un article d'Il Tong Cheon⁽⁴⁷⁾ qui calcule des taux d'absorption en fonction du paramètre des fonctions de corrélations ; Huguenin⁽⁴⁷⁾, qui calcule des rapports de production de paires $\frac{n-n}{n-p}$ et $\frac{p-p}{n-p}$, obtient des résultats en accord avec l'expérience.

Les hamiltoniens semi-phénoménologiques pion-nucléon ou complètement phénoménologiques (pion-2 nucléons) ont été mis au point pour des calculs d'absorption de pions sur orbite mésique ou de très faible énergie en vol.

Les hamiltoniens semi-phénoménologiques pion-nucléon contiennent des termes introduisant directement la rediffusion pion-nucléon, et sont testés à l'aide de la réaction d'absorption par le deutéron pour les très faibles énergies du pion. Ces hamiltoniens ont ensuite été appliqués à des calculs d'absorption de pions au repos sur l'He⁴ et le Li⁶.

Koltun et Reitan utilisent leur hamiltonien⁽²⁵⁾ pour calculer l'absorption sur le Li⁶ et l'He⁴⁽⁴⁸⁾ (à savoir $\pi^- + \text{Li}^6 \rightarrow \text{He}^4 + 2n$ et $\pi^- + \text{He}^4 \rightarrow 3n + p$). Il Tong Cheon applique l'interaction qu'il a mis au point avec Toshaki⁽²⁷⁾ au calcul⁽⁴⁹⁾ de la réaction $\pi^- + \text{Li}^6 \rightarrow \text{He}^4 + 2n$, tenant ainsi compte des effets de rediffusion.

L'hamiltonien phénoménologique d'Eckstein a été employé pour calculer les taux de capture de π^- par l'He⁴ et l'He³.

Les constantes de couplage de cet hamiltonien sont ajustées à l'aide des réactions "élémentaires" $N + N \longrightarrow \pi + N + N$. Les corrélations de courtes portées des deux nucléons absorbant le pion sont introduites dans l'hamiltonien par l'approximation de portée nulle.

Les résultats sur l' He^4 obtenus par Eckstein⁽⁴⁵⁾ ainsi que ceux sur l' He^3 de Divakaran⁽⁵⁰⁾, de A. Figureau et M. Ericson⁽⁵¹⁾ sont dans un accord assez raisonnable avec les expériences, surtout que ces résultats dépendent aussi de l'estimation de la capture radiative.

Ces méthodes utilisant les interactions semi-phénoménologiques pion-nucléon ou l'hamiltonien d'Eckstein ont déjà été très fructueuses pour des calculs d'absorption de pion au repos et peuvent le devenir davantage, à l'aide de certaines améliorations. Cependant ces hamiltoniens ne peuvent servir pour des absorptions de pion d'énergies plus élevées ; ils ne tiennent pas compte, par exemple, des ondes du pion $l > 1$, et la dépendance en énergie des amplitudes de diffusion pion-nucléon n'est pas bien traitée.

Viennent enfin, l'utilisation de traitements phénoménologiques introduisant directement les amplitudes des processus "élémentaires"



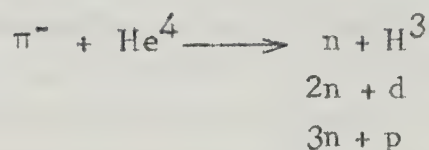
L'idée de se servir des sections efficaces de ces processus avait été proposée par M. Ericson⁽⁵²⁾ ; cette méthode systématique de traiter l'interaction élémentaire n'avait pas été appliquée jusqu'à présent aux réactions $(\pi, 2N)$ pour des pions en vol.

Nous en verrons une application, au paragraphe suivant (III.3), dans le modèle que nous proposons pour la réaction $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 . Nous discuterons également de l'extension d'un tel modèle à d'autres noyaux.

.Modèles d'absorption par un cluster alpha .

Les idées générales que nous venons de développer pour les modèles d'absorption par paires de nucléons peuvent être reprises pour l'absorption par un "cluster" alpha. Jusqu'à présent, un seul modèle d'absorption par l'alpha a été proposé : Kolybasov⁽⁵³⁾, dans le cadre de

la théorie des réactions directes de Shapiro, calcule les réactions d'absorption sur le C^{12} avec émission de particules rapides pouvant être des nucléons, un deutéron ou un tritium. Il trouve que le graphe polaire avec propagation d'un alpha intermédiaire est en meilleur accord avec les spectres expérimentaux que les graphes polaires à deutéron ou He^3 intermédiaires. Il ne considère cependant pas que la question du choix du mécanisme est réglée, car d'importantes approximations ont été faites. Une de ces approximations réside dans la manière de décrire l'interaction pion-alpha. Les processus "élémentaires" sont ici :



Ces réactions étant très mal connues, Kolybasov a remplacé les sections efficaces différentielles de chaque processus par des constantes (proportionnelles aux rapports de branchements).

Une meilleure connaissance expérimentale des réactions d'absorption par l'alpha permettraient de développer des modèles plus élaborés et de pouvoir les comparer sérieusement aux modèles d'absorption par paires.

L'absorption par un "cluster" alpha n'est d'ailleurs pas forcément opposée au mécanisme d'absorption par paires : en effet, les deux dernières voies de sorties $3n + p$ et $2n + d$ du processus "élémentaire" ($\pi^- + He^4$) peuvent être traitées dans le cadre de l'absorption par paire si l'on néglige les rediffusions ($\pi - 2N$) et les diffusions nucléaires dans l'état final. Pour l'émission du tritium, l'absorption par l'alpha semble plus raisonnable ; de toute façon cette réaction est du type (π, N) et non $(\pi, 2N)$.

III.3. Modèle proposé pour les réactions d'absorption $(\pi, 2N)$ sur des noyaux légers

III.3.1. Généralités

Nous désirions construire un modèle simple basé sur l'hypothèse d'absorption par paires de nucléons, permettant d'expliquer les résultats expérimentaux, et de saisir les phénomènes physiques importants. L'idée de simplicité exclut à notre avis de traiter l'absorption par

paire à l'aide de l'interaction pion-nucléon : ce serait refaire le même genre de calcul que pour l'absorption par le deutéron. Nous avons choisi de faire apparaître les processus "élémentaires"



et de les décrire phénoménologiquement en introduisant leurs sections efficaces différentielles. Notre modèle tient compte des graphes polaires à deutéron intermédiaire et des graphes analogues où l'état lié est remplacé par les états de diffusion des deux nucléons. Nous l'avons appliqué à la réaction d'absorption (π^+ , 2p) sur l' He^4 ; ce travail est exposé en référence (54). Ce modèle peut s'appliquer à d'autres noyaux légers ; nous discuterons plus loin (III.3.4.) de cette extension et de son application au cas du Li^6 .

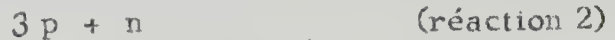
III.3.2. Application aux réactions (π^+ , 2p) sur l' He^4 .

Notre premier but est d'expliquer les expériences effectuées par Charpak et al. ⁽³⁶⁾. Des pions positifs de 76 Mev d'énergie cinétique sont absorbés par différents noyaux légers de l' He^4 au F^{19} . Les deux protons sont détectés en coïncidence, symétriquement à la direction des pions, à des angles de $(79^\circ \pm 10^\circ)$ et des énergies comprises entre 40 et 130 Mev ; on connaît ainsi la direction et l'énergie de chacun des deux protons et l'on peut reconstituer l'impulsion et l'énergie du système résiduel. Les mesures portent sur la section efficace totale (pour la géométrie de l'appareillage), le spectre de masse manquante, le spectre de moment de recul du système résiduel, et le spectre de l'angle de Treiman-Yang ; la distribution angulaire des deux protons n'est connue que pour un très faible domaine de variation. Ces résultats expérimentaux sont donnés globalement pour l'ensemble des voies finales nucléaires.

Nous avons choisi d'expliquer la réaction sur l' He^4 car elle ne présente que deux voies de sortie, ce qui simplifie singulièrement le problème. D'autre part, contrairement aux autres noyaux, son spectre de masse manquante ne présente qu'un seul pic de largeur double environ de la résolution expérimentale ; les spectres venant des deux processus possibles présentent donc des pics suffisamment proches pour

ne pouvoir être distingués. Cette particularité n'est pas évidente à reproduire théoriquement.

Les deux processus possibles sont :



Nous ne gardons*, dans le développement des matrices T de ces réactions, que les termes de Born, ayant choisi une décomposition en deux groupes de deux particules pour l'opérateur courant de l' He^4 . Les termes d'ordre supérieur font apparaître la diffusion ($\pi - 2$ nucléons) et la rediffusion nucléaire des particules sortantes. Les termes de Born correspondent à un modèle d'absorption par paires de nucléons ; nous voyons en figure 11, une représentation graphique des termes retenus pour le calcul des deux réactions. L'état intermédiaire est décomposé sur le système complet formé par l'état lié du deutéron et les états de diffusion neutron-proton.

Les conditions expérimentales de détection d'un proton lui imposent d'avoir une énergie d'au moins 40 Mev ; aussi les seuls termes qui contribuent à cette expérience sont ceux où les deux protons détectés viennent du vertex d'absorption. Nous devons donc calculer, pour la réaction 1, les termes (a) et (b) et, pour la réaction 2, les termes (A) et (B) de la figure 11, les deux protons détectés venant du vertex d'absorption du pion.

Nous avons besoin pour effectuer ce calcul :

- du vertex de désintégration de l' He^4

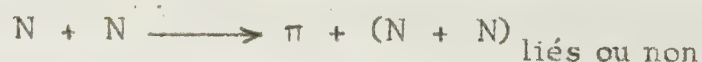
C'est l'intégrale de recouvrement de l' He^4 avec

- . soit deux deutérons
- . soit un deutéron et un état de diffusion n-p d'isospin 0
- . soit de deux états de diffusion n-p d'isospin 0 ou 1.

La fonction d'onde de l' He^4 utilisée à la forme gaussienne habituelle sans corrélations de courte portée. Pour les deux nucléons diffusés, on prend la fonction d'onde asymptotique modifiée par une fonction de cut-off $(1 - e^{-Zr})$ pour le terme irrégulier à l'origine.

- du vertex d'absorption du pion

C'est l'amplitude des processus



*Pour plus de détail, se reporter à l'article de référence (54) que nous résumons ici.

Figure 11

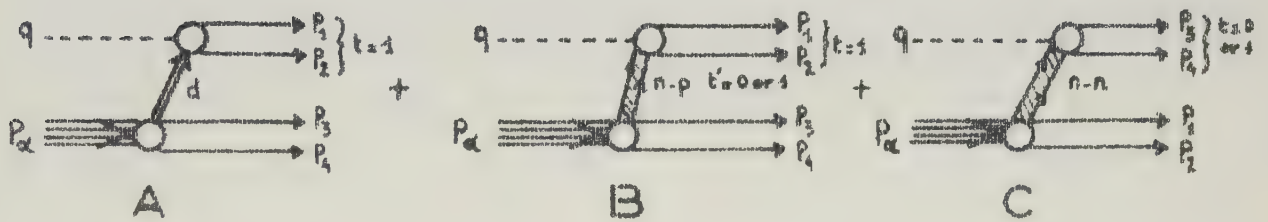
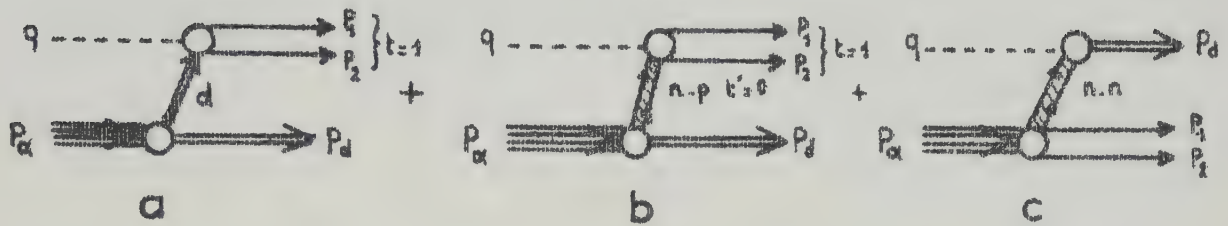
Représentation graphique des termes de Born pour la réaction 1 :



et pour la réaction 2 :



Les indices t et t' désignent respectivement les isospins de la paire de nucléons issue du vertex d'absorption et de la paire virtuelle.



+ exchange $(p_1 p_2) \leftrightarrow (p_3 p_4)$

$\Rightarrow d$ n-p bound state
 $\Rightarrow$ N-N scattering state.

Les sections efficaces de ces réactions "élémentaires" de production de pion s'écrivent suivant la notation de Gell-Mann⁽¹⁰⁾ $\sigma_{tt'}$, où t et t' sont les isospins des deux nucléons initiaux et finals. Nous voyons apparaître dans les graphes pris en considération, les amplitudes correspondant aux sections efficaces σ'_{10} , σ''_{10} et σ_{11} (le prime et le seconde indiquent que l'état NN final est lié ou non).

Calcul du graphe (a)

Dans la désintégration de l' He^4 en deux deutérons, le moment orbital relatif entre les deutérons est un état "s" ; le critère de Treiman-Yang s'applique donc⁽⁵⁵⁾ et le module au carré de l'élément de matrice sommé et moyenné sur les spin $|T_a|^2$ s'écrit à l'aide de la section efficace différentielle du processus élémentaire $\pi^+ + d \rightarrow 2p$. On obtient cette section efficace à partir de $d\sigma'_{10}/d\Omega$ par le principe du bilan détaillé (les effets hors couche d'énergie sont négligés). Nous introduisons la section efficace $d\sigma'_{10}/d\Omega$ de manière phénoménologique à l'aide du modèle de Gell-Mann et Watson (qui est encore valable à l'énergie qui nous intéresse : $q/\mu \approx 1.2$).

Calcul du graphe (b)

Nous allons rendre ce graphe (b) proportionnel au graphe (a) et conserverons ainsi la factorisation de la section efficace élémentaire $\frac{d\sigma'_{10}}{d\Omega}$. Pour cela il faut connaître le rapport des amplitudes

des réactions σ''_{10} et σ'_{10} . Nous nous sommes inspiré de l'idée, proposée par Brueckner et Watson, d'écrire le rapport des amplitudes à l'aide du rapport des fonctions d'onde $\frac{\varphi_{n-p}(R)}{\varphi_d(R)}$ prises à une distance

critique R d'absorption du pion. La fonction de diffusion $\varphi_{n-p}(R)$ dépend de l'énergie interne de la paire $n-p$ de même que la fonction du vertex $\text{He}^4 \rightarrow d + (n-p)$. Les éléments de matrice des graphes (b) et (a) sont donc proportionnels, le rapport R''_{10} se calculant par intégration sur l'énergie interne de la paire intermédiaire. Pour la réaction 1, le module au carré de l'élément de matrice s'écrit alors :

$$|T_1|^2 = |T_a|^2 \left| 1 + R''_{10} \right|^2$$

Réaction 2

En utilisant le même genre de technique, on obtient pour la réaction 2 :

$$\left| T_2 \right|^2 = \left| T_1 \right|^2 f(E)$$

où $f(E)$ est une fonction de l'énergie interne E de la paire n - p résiduelle (E est la masse manquante). Cette fonction $f(E)$ présente, pour $E = 0$, un maximum très prononcé qui est dû à la forte interaction n - p à basses énergies.

Résultats et comparaison avec l'expérience .

Les résultats que nous obtenons pour le spectre de masse manquante et la section efficace totale ne dépendent pratiquement pas du paramètre R de distance critique d'absorption de pion (ces valeurs variant de 1.4 à 0.45 fermi) . Par contre ces résultats dépendent un peu du choix du paramètre de cut-off Z ; nous donnons, en figure 12, le spectre de masse manquante en fonction de Z , et en figure 13 la composition de ce spectre à l'aide de ceux des réactions 1 et 2 : l'écart entre les maximums des deux courbes doit être suffisamment faible pour que le spectre résultant se présente sous forme d'un seul pic. Nous trouvons un écart de l'ordre de 3.5 Mev car le spectre de masse manquante de la réaction 2 a son maximum avant 1.5 Mev. Ceci est dû à la forte interaction de la paire n - p résiduelle et revient à dire que l'état final de la réaction 2 se comporte pratiquement comme un état à 3 corps pour les faibles énergies du système résiduel. Remarquons cependant (figure 12) que si la forme du spectre total est correcte jusqu'à une masse manquante de 15 Mev, elle devient mauvaise après cette énergie. Pour expliquer la queue de ce spectre, il faudrait au moins introduire l'interaction finale entre les deux protons énergétiques et la paire résiduelle n - p .

La section efficace expérimentale est de (51 ± 2.5) μ barn. Théoriquement, pour la valeur $Z = 2\mu$, la section efficace de la réaction 1 est de 12.5 μ barn, et de 15.5 μ barn pour la réaction 2 ; soit une section efficace totale de l'ordre de 28 μ barn. Cependant, notre modèle

Figure 12

Spectre de masse manquante pour différentes valeurs du paramètre de cut-off Z .

Les points expérimentaux sont ceux de Charpack et al. (36).

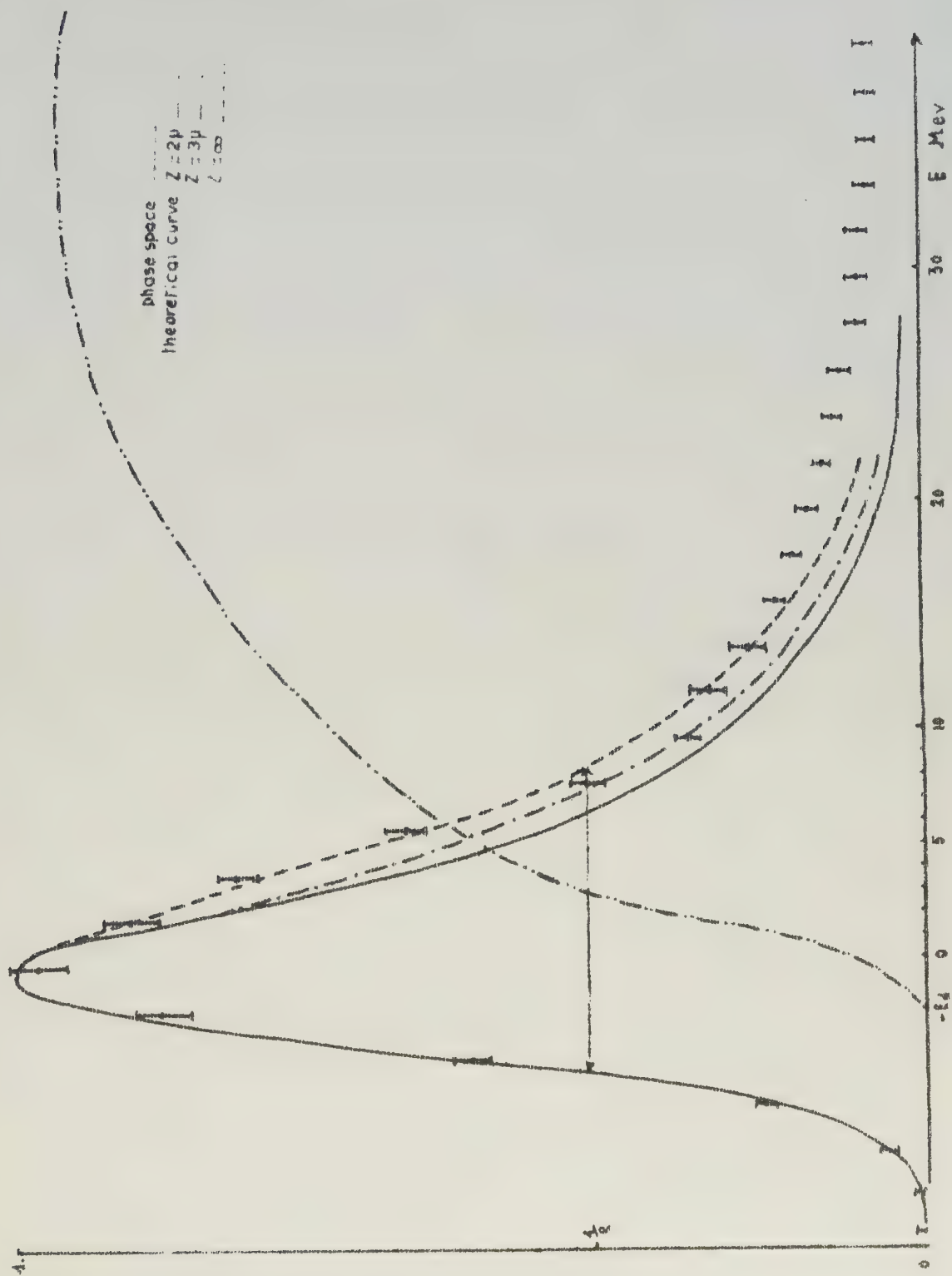


Figure 13

Composition du spectre de masse manquante à l'aide de ceux des réactions 1 et 2. La largeur du pic du deutéron (due à la résolution expérimentale) est de 7.5 Mev à $1/e$.

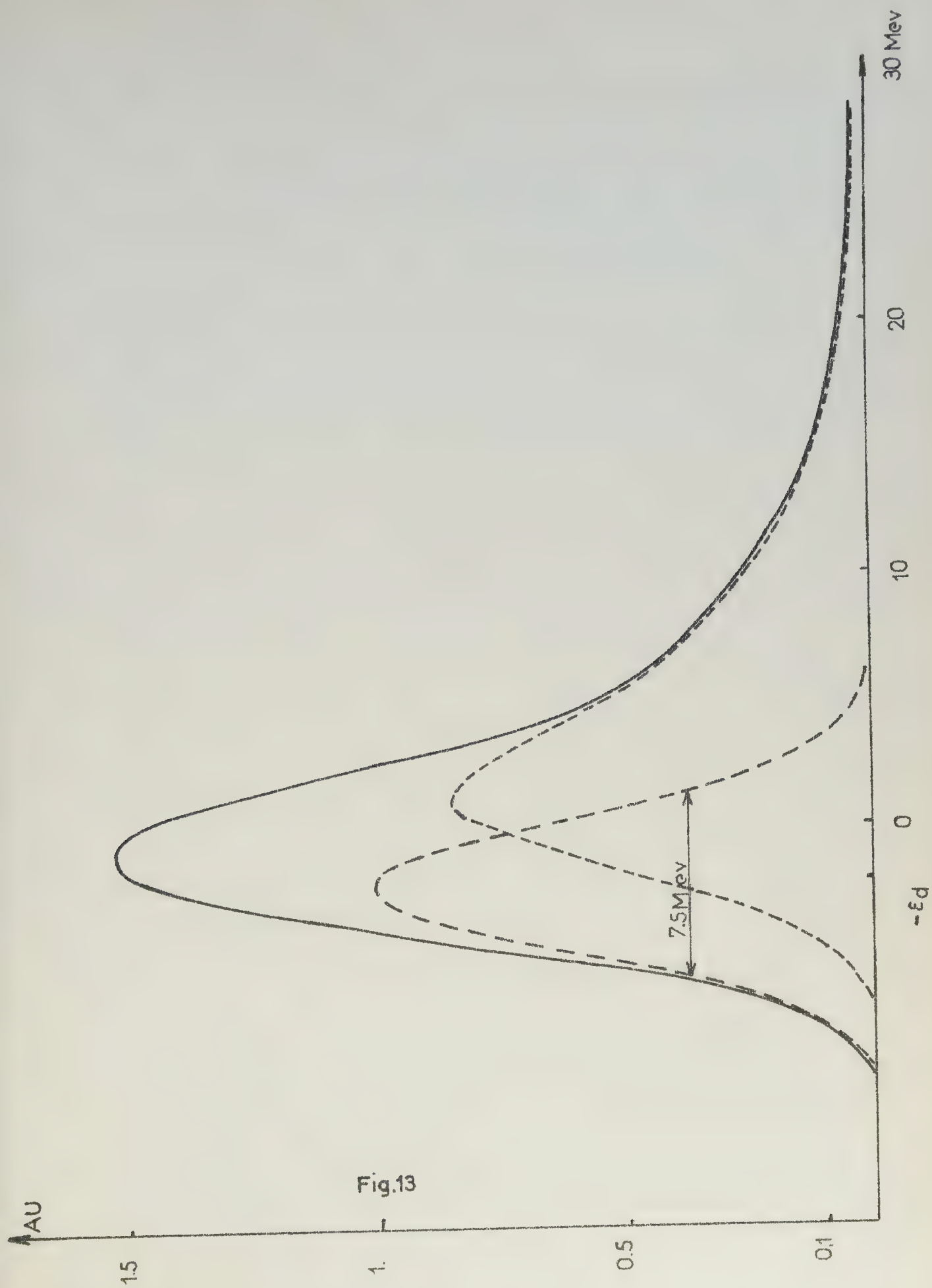


Fig.13

sous estime manifestement la section efficace σ_2 de la réaction 2. Si à l'aide du spectre expérimental nous réévaluons ce rapport σ_2 / σ_1 , la section efficace totale est de l'ordre de 46μ barn. Une amélioration du spectre théorique de masse manquante devrait donc aussi donner une meilleure valeur de la section efficace totale. Notons que les erreurs théoriques dues à la mauvaise connaissance des sections efficaces "élémentaires" σ_{tt} , (à part σ_{10}) sont importantes (de l'ordre de 25 %).

L'influence sur nos résultats de la mauvaise détermination de ces sections efficaces σ_{tt} , est donnée en Appendice III. Ce rapport de 30 à 50 entre la section efficace théorique prédite et l'expérience peut être considéré comme un bon résultat car dans les évaluations de section efficace absolue, pour ce genre de réactions, il est fréquent de trouver des facteurs de 10 à 100 entre les prédictions théoriques et l'expérience.

Les autres spectres théoriques (moment de recul, angle de T.Y. etc....) reproduisent bien les résultats expérimentaux pour les événements correspondant à une masse manquante < 15 Mev ; pour les autres événements, notre théorie ne reproduit plus les résultats expérimentaux (voir les figures 4 à 12 de la référence (54)).

Ce modèle prédit que le rapport des sections efficaces d'absorption $\sigma(\pi^+ + \text{He}^4) / \sigma(\pi^+ + d)$ doit être pratiquement constant en fonction de l'énergie, la section efficace théorique de la réaction $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 présentant donc un maximum vers 160 Mev. Un résultat analogue est prédit expérimentalement ⁽⁵⁶⁾ pour la réaction $\pi^+ + \text{Li}^6 \rightarrow 2p + \text{He}^4$, jusqu'à une énergie de pion de 300 Mev environ.

En conclusion, nous avons voulu expliquer la réaction $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 à l'aide d'un modèle simple qui introduit les processus "élémentaires"

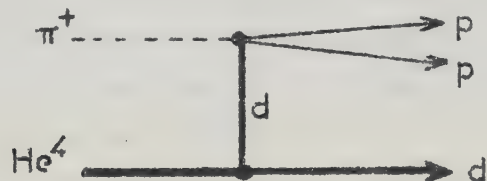


et les traite phénoménologiquement à l'aide de leur section efficace différentielle. Tant que les deux protons détectés emportent la quasi totalité de l'énergie disponible, c'est à dire que l'on peut négliger la rediffusion de ces protons avec les nucléons résiduels, notre modèle donne des résultats satisfaisants pour les différents spectres et la section efficace a le bon ordre de grandeur. Malheureusement, ces processus "élémentaires" sont très mal connus à l'exception de la réaction $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ et ce manque de

précision pèse particulièrement sur la détermination de la section efficace totale.

III.3.3. Intérêt et critique de ce modèle sur l' He^4 .

Le modèle que nous avons développé, pour les réactions $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 , introduit des processus qui peuvent finalement se ramener au graphe polaire suivant :



Cette description est particulièrement bien adaptée au cas de l' α , car la décomposition en deux groupements de deux particules ne nous fait apparaître que des processus d'absorption par paire. Nous verrons au paragraphe suivant comment l'on peut étendre un tel modèle à d'autres noyaux.

Le graphe polaire précédent dépend de deux types de vertex :

- le vertex de désintégration du noyau d' He^4 ; ici $\text{He}^4 \longrightarrow d + d$
- le vertex d'absorption ; correspondant ici au processus $\pi^+ + d \longrightarrow 2p$

Nous avons introduit, dans les états intermédiaires, le deutéron et la diffusion n-p pour pouvoir traiter d'une manière totalement phénoménologique ces vertex d'absorption ; le but étant de décrire le plus correctement possible cette absorption par paire. Ceci a pour conséquence de perdre les renseignements de structure nucléaire pour l' He^4 , que nous pouvions espérer. En effet, le vertex de désintégration ne représente que le recouvrement global d'un He^4 avec deux deutérons et n'est pas très sensible à des petites modifications de la fonction d'onde du noyau cible. Les informations de corrélations à courte portée, que l'on peut obtenir de réaction d'absorption, sont implicitement contenues dans la structure du deutéron intermédiaire et donc dans la forme phénoménologique du processus d'absorption.

Dans ce sens, il est préférable, pour tester les corrélations de paire, de calculer les graphes où l'état intermédiaire est simplement la fonction à deux particules

$$\psi_{(1s)^2}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) = \int d\vec{x}_3 d\vec{x}_4 \psi_{\alpha}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3, \vec{x}_4) \psi_d^*(\vec{x}_3, \vec{x}_4)$$

(voir par exemple les références (46) et (48)) ; mais il faut traiter de façon correcte l'absorption du pion par ces deux particules. Les renseignements que l'on obtiendrait sur la forme de $\psi_{(1s)}^2$ seraient erronés, si l'absorption par cette paire était décrite par l'approximation de Born.

Pour conclure, disons que notre modèle sur l' He^4 à grosso modo atteint son but, si sa seule ambition est de comprendre le mécanisme de réaction et d'expliquer les résultats expérimentaux. Mais si nous désirons obtenir des renseignements sur les corrélations à courtes portées dans le noyau cible, ce modèle n'est qu'une étape permettant de saisir les phénomènes physiques dominants. Pour le noyau d' He^4 , le choix d'une désintégration en deux fois deux particules était presque évident. Pour d'autres noyaux, il n'est pas toujours aisé de savoir quelle décomposition prendre ; nous pouvons, en l'adaptant, nous servir de ce modèle pour essayer et choisir les meilleurs mécanismes de réactions.

Les résultats que donne notre modèle sur l' He^4 , associés à ceux obtenus pour l'absorption par le deutéron nous donnent les bases nécessaires pour l'orientation des recherches ultérieures et particulièrement pour la description du phénomène d'absorption de pions énergétiques. La recherche d'un hamiltonien effectif, traitant correctement l'absorption de pions en vol, est une des solutions envisageables.

III.3.4. Extension de ce modèle à d'autres noyaux

Nous avons construit un modèle permettant d'interpréter les résultats des réactions $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 et en avons vu à la fois l'intérêt (accord raisonnable avec les résultats expérimentaux, compréhension des phénomènes physiques), et les restrictions (pas d'information sur les corrélations à courtes portées des paires de nucléons dans l' α).

L'extension de ce modèle à d'autres réactions s'effectue plus ou moins facilement suivant la manière dont sont réalisées les expériences. Par exemple, quand la méthode expérimentale ⁽³⁶⁾ sélectionnent deux protons assez énergétiques (ayant au minimum 40 Mev chacun), les deux protons détectés viennent nécessairement du vertex d'absorption, dans les mécanismes de réactions que nous retenons. Par ailleurs, on peut généraliser le modèle à de nombreux noyaux, si l'on ne s'intéresse qu'au processus à trois corps finals :

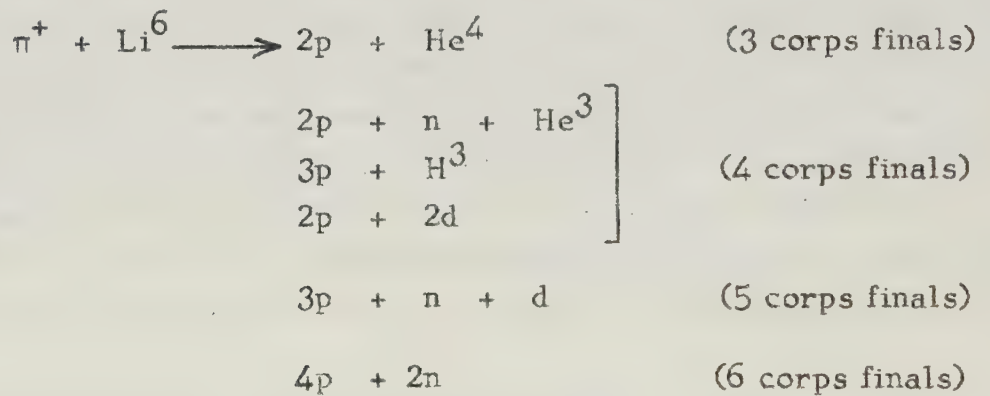


où $(A - 2)$ représente un état lié des $(A - 2)$ nucléons ; la généralisation est plus difficile à faire quand l'état final contient beaucoup de particules. Malheureusement, les divers processus de désintégration sont rarement séparés expérimentalement. Les facilités d'extension dépendront aussi beaucoup du noyau cible ; s'il est bien décrit par un modèle des couches ou par un modèle en deutéron, le problème est plus simple que pour des noyaux à "cluster" alpha (ou He^3 , H^3).

Voyons comment généraliser notre modèle, au noyau de Li^6 .

- Réactions $(\pi^+, 2p)$ sur le Li^6

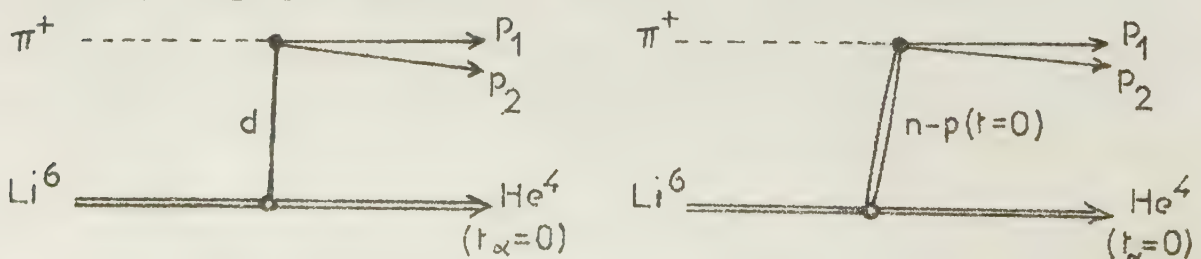
Les processus non radiatifs d'absorption sont au nombre de six :



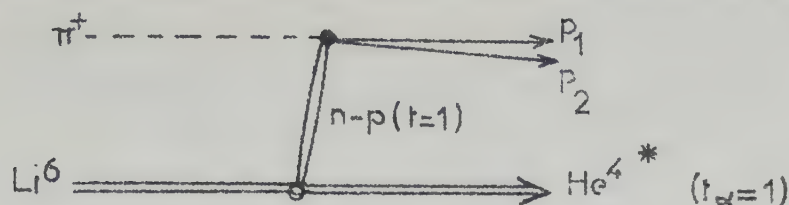
Les deux protons sont détectés en coïncidence ^(36,57) et leur énergie minimum est suffisante pour supposer qu'ils sont issus du vertex d'absorption. Nous décomposons le courant du Li^6 en deux groupements de $[2]$ et $[4]$ nucléons respectivement et nous ne gardons que les termes de Born (les interactions nucléaires ne sont que partiellement incluses et les rediffusions du pion sont négligées).

- Réaction 1 : $\pi^+ + \text{Li}^6 \longrightarrow 2p + \text{He}^4$

L' He^4 peut se trouver dans son état fondamental ou ses états excités. L'isospin du Li^6 étant nul, si celui de l' He^4 l'est aussi, les graphes de Born s'écrivent :



Pour des états de l'alpha d'isospin 1, on a simplement le graphe :

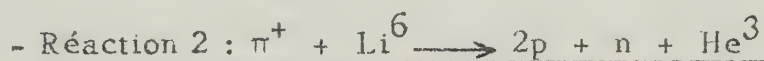


On ne peut obtenir des états d'isospin 2 de l'alpha, si l'on ne tient compte que des termes de Born ; il faut faire intervenir les rediffusions pour atteindre ces états.

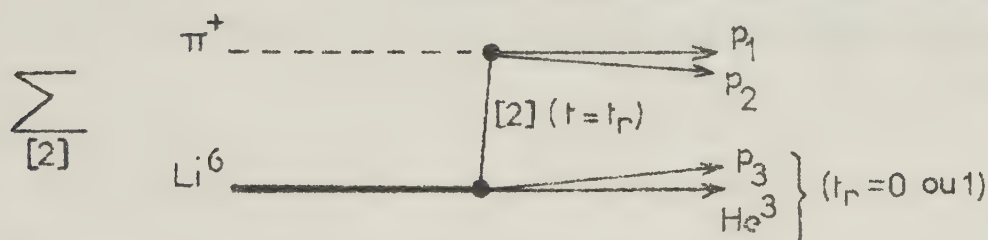
Les graphes introduits ici peuvent être calculés de la même manière que ceux de la réaction sur l' He^4 , si le moment orbital entre les groupements $[2]$ et $[4]$ dans le Li^6 est nul ; ceci dépend du modèle choisi pour décrire le Li^6 . Si tel n'est pas le cas, on ne peut plus introduire directement les sections efficaces différentielles des processus "élémentaires" :



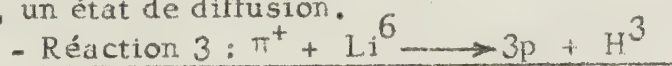
car le critère de Treiman-Yang ne s'applique pas.



Pour cette réaction, nous avons le graphe :



où p_1 et p_2 sont les deux protons détectés et p_3 le neutron. L'isospin de l'état fondamental de l' He^3 étant $1/2$, celui de l'état résiduel peut être 0 ou 1. Le système intermédiaire $[2]$ contient un deutéron et une paire n-p d'isospin zéro si celui de l'état résiduel t_r est nul ; simplement une paire n-p d'isospin 1 si $t_r = 1$. L'état résiduel ($\text{He}^3 + n$) est, bien entendu, un état de diffusion.

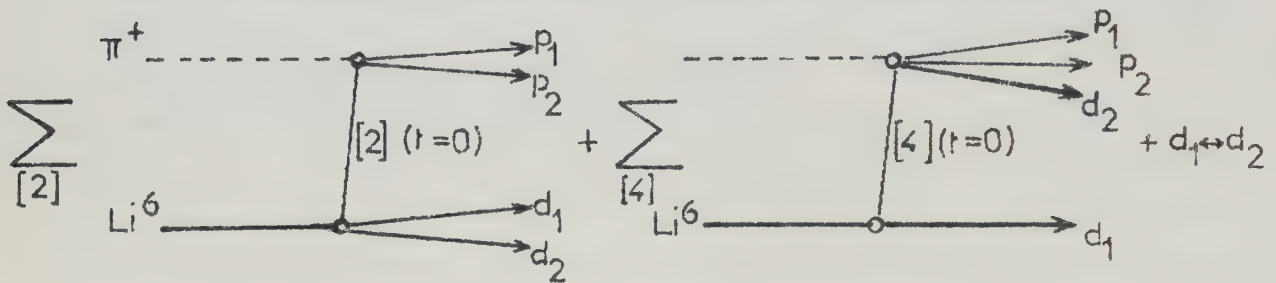


Nous obtenons le même résultat que pour la réaction 2, où la particule p_3 est maintenant le proton non énergétique. L'état résiduel ($\text{H}^3 + p$) peut encore avoir l'isospin 0 ou 1 ; la différence

entre les réactions 2 et 3 réside dans la description des états de diffusion ($\text{He}^3 + n$) et ($\text{H}^3 + p$).



Dans cette réaction, nous voyons apparaître des états intermédiaires à 4 nucléons. Les termes de Born s'écrivent graphiquement :



Les isospins de ces états intermédiaires à $[2]$ et $[4]$ nucléons sont nuls : les états $[2]$ contiennent donc un deutéron et un état de diffusion $n-p$ d'isospin zéro ; les états $[4]$ tous les états liés et de diffusion de 4 particules d'isospin total nul. Le système résiduel des deux deutérons est dans un état de diffusion pour les graphes d'états intermédiaires $[2]$.

C'est dans cette réaction que les premières difficultés d'extension de notre modèle apparaissent ; en effet, le vertex pionique des graphes d'états intermédiaires $[4]$ est un vertex (pion-4 nucléons).

Une première idée est de décrire phénoménologiquement ces amplitudes, comme nous l'avons fait pour le vertex (pion-2 nucléons). C'est actuellement peu faisable, même si nous restreignons l'ensemble des états $[4]$ au seul He^4 dans son état fondamental, car la réaction $\pi^+ + \text{He}^4 \longrightarrow 2p + d$ n'est pas suffisamment bien connue expérimentalement ; il faudrait en connaître les sections efficaces différentielles. Un traitement de ce genre se heurte donc à trois difficultés :

- restriction des états $[4]$ au seul He^4 fondamental,
- mauvaise connaissance expérimentale de la réaction $\pi^+ + \text{He}^4 \longrightarrow 2p + d$,
- traitement des interférences entre les graphes à $[2]$ et $[4]$ particules intermédiaires.

Une autre manière de décrire le vertex (pion-4 nucléons) est de le calculer en approximation de Born à l'aide des interactions élémentaires (pion-2 nucléons). Cette méthode a l'avantage

de la simplicité. Pour la réaction $\pi^+ + \text{He}^4 \longrightarrow 2p + d$, nous utilisons les résultats théoriques que nous avons obtenu en (III.3.2.), dans lesquels le processus $\pi^+ + d \longrightarrow 2p$ est factorisé. On peut également tenir compte d'autres états intermédiaires [4] comme les états $(d + d)$ et $(d + n + p)$: l'approximation de Born conduit alors aux graphes d'états intermédiaires [2] que nous avons déjà (simplement les deux deutérons sortants ne sont pas en interaction). Les avantages de cette méthode sont :

- que la factorisation du processus (pion-2 nucléons) subsiste et que le calcul des termes d'interférences ne pose plus de problème.
- que l'on peut tenir compte d'autres états [4] que simplement l' He^4 fondamental.

Son inconvénient est que l'on surajoute à l'approximation de Born de la réaction $\pi^+ + \text{Li}^6 \longrightarrow 2p + 2d$, des approximations introduites pour décrire les vertex pioniques. Il est, alors, plus difficile de savoir à quel endroit la description du mécanisme est insuffisante. Néanmoins, cette méthode de traiter l'interaction (pion-4 nucléons) en approximation de Born à l'aide des processus (pion-2 nucléons) semble actuellement la plus raisonnable, dans le cadre de notre modèle.

- Réactions 5 et 6 : $\pi^+ + \text{Li}^6 \longrightarrow d + 3p + n$ et $4p + 2n$

Ces deux dernières réactions ont respectivement 5 et 6 particules dans l'état final. Leurs graphes sont obtenus à partir des graphes de la réaction 4 en remplaçant un ou deux deutérons en paire n-p. On sait ⁽⁵⁸⁾ que, pour 5 particules sortantes ou plus, les éléments de matrices varient peu dans les limites de l'espace de phase et qu'il suffit de les prendre constants pour reproduire les spectres.

Plusieurs auteurs (46, 48, 49, 59) ont déjà étudié le processus $\pi^+ + \text{Li}^6 \longrightarrow 2p + \text{He}^4$, l'alpha étant dans son état fondamental ou ses états excités. C'est simplement l'étude de la réaction 1, toutes les autres étant négligées. Nous voyons, sur cet exemple du Li^6 , la complexité qu'apporte un grand nombre de voies ouvertes. Notre modèle s'applique bien au calcul de plusieurs voies de désintégration puisque nous pouvons toujours obtenir les poids relatifs entre ces divers processus ; évidemment, il deviendra peu maniable si trop de voies étaient ouvertes. Ce modèle permet aussi de choisir la meilleure décomposition du noyau initial ; celle-ci dépend du noyau et de la voie de sortie considérés. Pour la réaction $\pi^+ + \text{Li}^7 \longrightarrow 2p + n + \text{He}^4$, on peut essayer de décomposer le Li^7 en [2] et [5] ou en [3] et [4]. Le résultat des calculs doit permettre de choisir le meilleur mécanisme de réaction.

III.4. Conclusion

La revue des travaux théoriques effectués (voir III.2.2.) sur les réactions (π , 2N) semble indiquer que les interactions effectives pion-deux nucléons donnent d'assez bons résultats ; ces interactions sont construites pour des pions au repos. Nous n'en avons pas encore pour des énergies plus élevées de pions.

Nous avons proposé, pour les réactions (π^+ , 2p), un modèle qui introduit directement les amplitudes pion-deux nucléons. Que pouvons nous conclure de son application aux noyaux d' He^4 et de Li^6 ? Les résultats obtenus sur l' He^4 sont dans un accord raisonnable avec l'expérience. L'application de ce modèle sur les noyaux légers nous apprend surtout à essayer différentes décompositions du noyau, à choisir les meilleurs mécanismes de réactions et à comprendre les processus physiques importants dont il faut tenir compte.

Cependant, de par sa nature même, nous ne pouvons, avec ce modèle, obtenir des renseignements sur les corrélations de paires de nucléons dans le noyau cible. Pour atteindre ces corrélations, il faut traiter de manière différente les amplitudes des processus "élémentaires" :



Il semble que la solution soit dans la recherche d'une interaction effective pion-deux nucléons qui reproduisent les résultats expérimentaux de ces réactions élémentaires dans l'ensemble du domaine d'énergie que nous avons considéré.

Nous devons malheureusement noter que nos connaissances expérimentales sur les réactions dites "élémentaires" sont plutôt faibles, excepté évidemment la réaction d'absorption par un deutéron.

IV. COMPARAISON ENTRE LES REACTIONS D'ABSORPTION DE PIONS ET DE PHOTONS.

IV.1. Introduction

En remplaçant l'étude de l'absorption de pions par des noyaux dans un cadre plus général, nous sommes naturellement amenés à comparer les réactions d'absorption de bosons différents. En fait, nous restreignons cette comparaison aux pions et aux photons ; les mésons K introduisent un nombre quantique supplémentaire, l'étrangeté, et la présence du Λ , permettant de créer des hypernoyaux, complique l'étude de leur absorption.

Les nombres quantiques des photons et des pions sont rappelés dans le tableau suivant

	Spin	Isospin	Interaction boson-nucléon
γ	1	0	Electromagnétique
π	0	1	forte + éventuellement électromagnétique

Les réactions d'absorption par un nucléon



sont des processus non physiques et, pour observer des absorptions pures (sans réémission de bosons) physiquement possibles, on doit étudier les réactions sur le deutéron :



L'étude de cette réaction pour le pion permet de mieux comprendre l'interaction pion-noyau et de connaître l'importance des phénomènes de diffusion pion-nucléon. De même, la compréhension de la photodésintégration du deutéron doit servir à aborder l'étude des photo-absorptions sur les noyaux.

Pour pouvoir comparer ces deux types d'absorption, nous devons nous placer dans les mêmes conditions énergétiques ; l'absorption d'un pion, libérant au minimum 140 Mev, correspond à des réactions de photo-absorption de hautes énergies (soit une énergie de photon au moins égale à 150 Mev).

IV.2. Photo-désintégration du deutéron.

Nous résumons succinctement ici les diverses théories avancées pour expliquer les données expérimentales de la photo-désintégration du deutéron et en comprendre le mécanisme de réaction. Il existe, en fait, deux grandes orientations ; l'une s'appuie sur la seule interaction électromagnétique, le rôle de l'interaction magnétique d'échange et le choix du potentiel neutron-proton. L'autre considère la prédominance d'un état intermédiaire excité du nucléon, obtenu par la réaction $\gamma + N \longrightarrow N^*$, et dont la désexcitation produit un pion qui est ensuite reabsorbé.

On peut trouver dans l'article de Breit et Rustig⁽⁶⁰⁾ une synthèse des résultats obtenus par les travaux se rattachant à la première des deux voies de recherche. Mentionnons quelques unes de ces études :

- De Swart et Marshak⁽⁶¹⁾ montrent que pour des énergies moyennes de photons (de 20 à 100 Mev) il suffit de jouer sur le pourcentage d'état 3D_1 du deutéron pour reproduire les sections efficaces totales et différentielles expérimentales (7 % d'état D sont nécessaires).
- Les travaux de Donnachie et O'Donnell⁽⁶²⁾ couvrent un grand domaine énergétique, les photons ayant de 10 à 130 Mev. L'interaction électromagnétique est limitée au terme quadrupolaire ; les fonctions d'ondes utilisées sont, pour le deutéron la fonction de Hulthen avec 4 ou 6 % d'état 3D_1 , et pour l'état de diffusion une fonction d'onde à cœur dur ayant son comportement asymptotique à partir de 1.4 fermi. Les effets

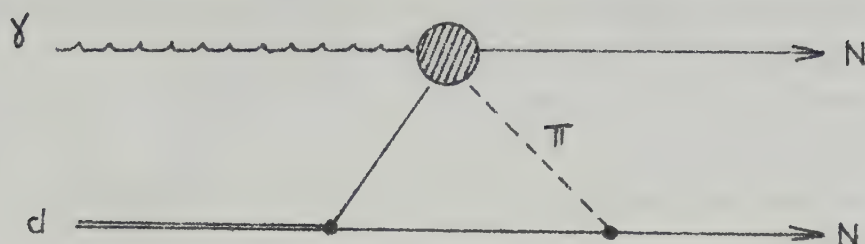
de retardement sont importants ; les résultats théoriques en meilleur accord avec l'expérience sont obtenus en incluant le retardement et en prenant 6 % d'état 3D_1 pour le deutéron.

- Partovi⁽⁶³⁾ s'intéresse à la photodésintégration du deutéron dans le domaine d'énergie du photon de 10 à 140 Mev. Il décrit les fonctions d'ondes nucléaires à l'aide du potentiel d'Hamada-Johnston (7 % d'état 3D_1) et inclut un plus grand nombre de termes multipolaires (jusqu'à la transition octopolaire comprise).
- Le Bellac et al.⁽⁶⁴⁾, utilisant un formalisme covariant, obtiennent un bon accord pour la section efficace totale jusqu'à 150 Mev, si la structure du deutéron est bien décrite ; les termes octopolaires commencent à contribuer vers 100 Mev. Dans leur premier article ils calculent le terme de Born et, dans le second, l'interaction finale est introduite par les relations de dispersion.

Tous ces résultats théoriques étaient en bon accord avec les expériences jusqu'à une énergie de photons de l'ordre de 150 Mev et le sont encore jusqu'à 100 Mev environ ; de nouveaux résultats expérimentaux⁽⁶⁵⁾ pour des énergies de photons de 100 à 450 Mev infirment les précédents. En effet, les résultats de R. Kose et al.⁽⁶⁵⁾ et ceux de Keck et Tollestrup⁽⁶⁶⁾, plus anciens, correspondent au même domaine d'énergie des photons : de 100 à 450 Mev. De 300 à 450 Mev ces résultats sont semblables, mais ceux de Kose et al. sont plus faibles vers 150 Mev et présentent un pic plus accentué vers 270 Mev. Cette différence vient de la méthode de détection employée : Kose et al. détectent en coïncidence le proton et le neutron éliminant ainsi les réactions compétitives du type (γ, π) ; en référence⁽⁶⁶⁾ seul le proton était détecté. L'explication théorique de ces nouveaux résultats⁽⁶⁵⁾ semble nécessiter un mécanisme d'échange de pion.

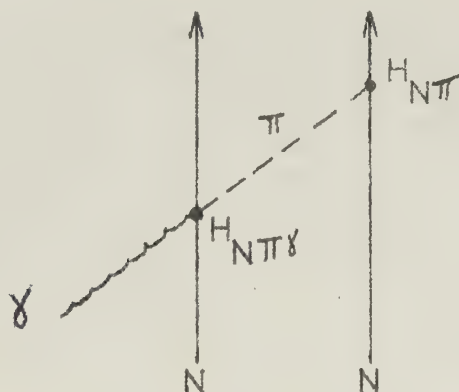
Historiquement, dès que les résultats expérimentaux de photodésintégration présentèrent un maximum vers 300 Mev, Austern⁽¹⁾ proposa un modèle à état intermédiaire isobarique N^* .

Le processus suggéré est le suivant



où le vertex du haut (boule hachurée) représente la résonance N^* . Ce modèle permet de reproduire qualitativement le maximum de la section efficace vers 270 Mev. Wilson ⁽⁶⁷⁾ donne une bonne description du pic de la section efficace en tenant compte de la production du pion virtuel dans les états "s" et "p". La contribution de l'état "s" du pion est importante même pour des énergies de photons inférieures à 150 Mev, l'état "p" ne jouant aucun rôle avant le seuil de production du pion.

Plus récemment, dans le cadre de modèles incluant l'échange de pions, un traitement non relativiste est donné par Reitan et Myhrer ⁽⁶⁸⁾ pour des énergies de photon inférieures à 150 Mev. Ce calcul introduit le terme de Born et des termes d'échange d'un pion du type suivant :



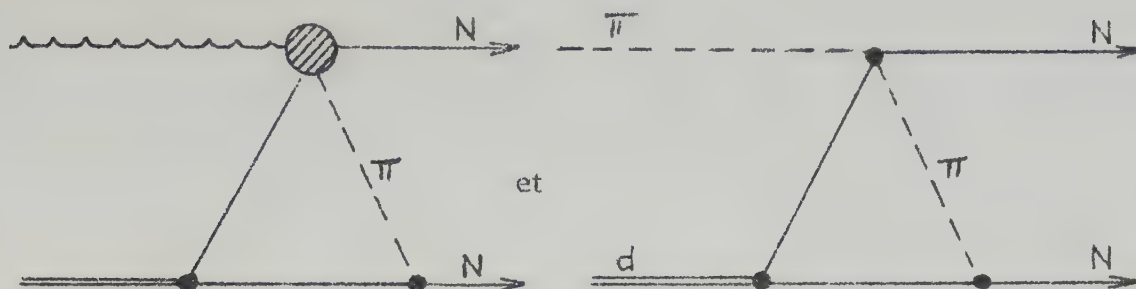
les interactions $N\pi$ et $N\pi\gamma$ étant décrites de manière semi-phénoménologique. Les sections efficaces théoriques avec et sans échanges de pion diffèrent nettement à partir de 100 Mev ; ceci rejoint la conclusion de Wilson ⁽⁶⁷⁾ : que les processus d'échange de pion sont importants même pour des énergies de photons inférieures au seuil de production d'un pion. Quelques remarques s'imposent cependant :

- les résultats expérimentaux de la référence ⁽⁶⁵⁾ n'étaient pas encore publiés et l'on sait qu'ils sont en désaccord avec ceux ⁽⁶⁶⁾ que reportent Reitan et al.
- seules les transitions E1 ont été retenues.
- enfin, pour être sûr de sa validité, un modèle avec échange de pion doit reproduire le pic de la section efficace totale vers $E_\gamma = 270 \text{ Mev}$. En fait, cet article ⁽⁶⁸⁾ met en évidence l'importance des termes d'échange de pion, mais il ne démontre pas que l'on doit les introduire pour représenter les expériences entre 100 et 150 Mev.

George ⁽¹⁾, enfin, décrit simultanément la désintégration du deutéron par absorption de photon et de pion dans un formalisme covariant. Les pics des sections efficaces ne peuvent être reproduits que si l'on ajoute le terme résonnant d'Austern aux termes de Born (y compris la structure du deutéron et l'interaction finale) ; l'accord n'est encore que quantitatif. Les distributions angulaires sont en désaccord avec l'expérience mais les courbes d'asymétrie en fonction de l'énergie sont très bonnes. Ce travail met clairement en évidence que le processus à isobare N^* intermédiaire doit être ajouté aux termes de Born pour décrire la section efficace à partir des énergies de photons de 100 à 150 Mev.

La conclusion de ces travaux sur la photodésintégration du deutéron est donc que les termes d'échange de pion jouent un rôle, au moins à partir de 150 Mev, et sont nécessaires pour expliquer le pic de la section efficace vers 270 Mev. Les distributions angulaires ne sont pas reproduites théoriquement. L'état intermédiaire $N + \pi$ est presque toujours approché par l'isobare N^* seul ; l'influence des amplitudes non résonnantes doit être approfondie, pour tenter d'expliquer, par exemple, les distributions angulaires. Le mécanisme de la photodésintégration à hautes énergies est donc comparable à celui de l'absorption du pion par le deutéron. Les processus intermédiaires sont respectivement $\gamma + N \longrightarrow \pi + N$ et $\pi + N \longrightarrow \pi + N$ l'état $\pi + N$ étant surtout dominé par la résonance 3.3.

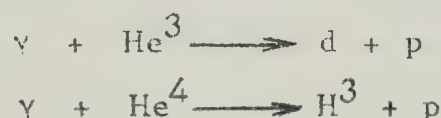
En résumé , aux énergies comparables de photons ($E_\gamma \gg 150 \text{ Mev}$) et de pions ($E_\pi \gg 0$) la contribution des processus



sont importantes pour les réactions respectives.

IV.3. Photodésintégration de l' He^3 et de l' He^4 .

Citons encore un autre exemple ⁽⁶⁹⁾ sur l'influence de pion intermédiaire dans la photodésintégration à hautes énergies. Les réactions



sont étudiées expérimentalement pour des énergies de photons de 180 à 550 Mev. La section efficace totale correspondant à l' He^3 est une fonction monotone dans ce domaine d'énergie, tandis que celle pour l' He^4 présente un pic bien prononcé vers 280 Mev.

Dans cet article ⁽⁶⁹⁾, une analogie est faite avec la photodésintégration du deutéron pour laquelle les termes (Ia et Ib) sont également importants à ces énergies de photons (voir figure 14, page suivante). Des termes comparables pour les réactions sur l' He^4 et l' He^3 sont respectivement représentés par les graphes (IIa, IIb) et (IIIa, IIIb). Cependant, contrairement au cas du deutéron, les termes IIa et IIIa ne peuvent contribuer que faiblement à la résonance éventuelle attendue pour des réactions sur l' He^4 et l' He^3 ; en effet la photoproduction (vertex du haut) cohérente d'un pion sur des noyaux légers est connue pour avoir une section efficace peu résonnante. Il ne reste donc que les termes (IIb) et (IIIb) à comparer :

le terme (IIb) peut contribuer à la réaction

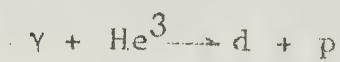


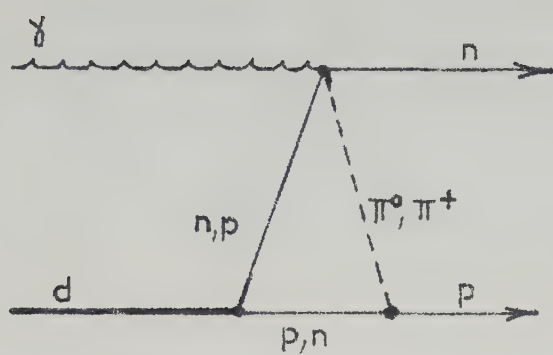
et explique la résonance observée ; le terme similaire (IIIb), pour la réaction



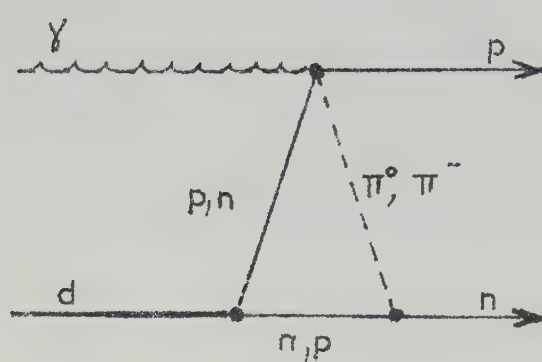
Figure 14

Graphes contribuant à la résonance pour les réactions respectives :

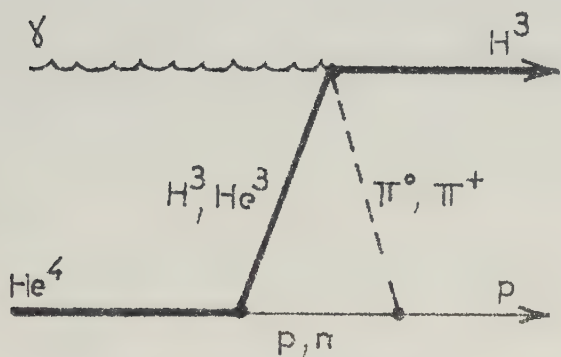




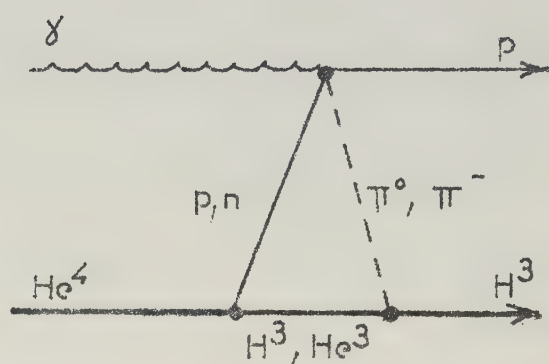
I a



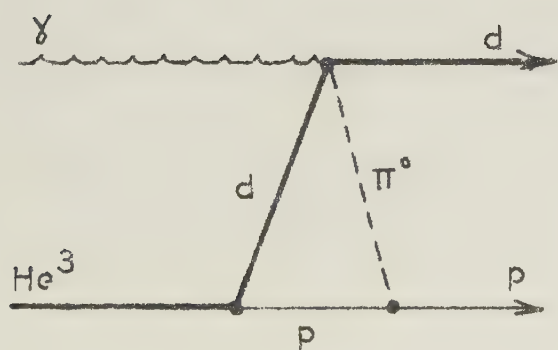
I b



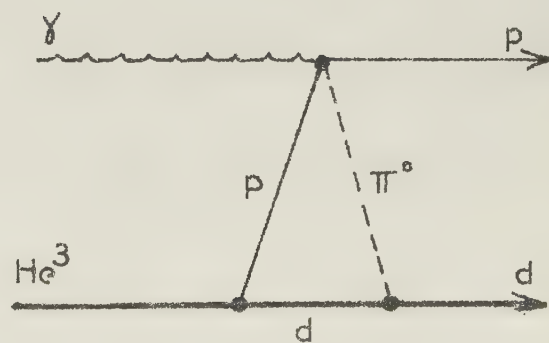
II a



II b



III a



III b

Figure 14



est interdit par la conservation de l'isospin au vertex $\pi^0 + d \longrightarrow d$, ce qui explique l'absence de résonance dans la section efficace expérimentale.

Ces simples arguments qualitatifs nous font percevoir l'importance que doit avoir cette production de pion intermédiaire (surtout dans l'état résonnant 3.3) pour la photodésintégration sur d'autres noyaux légers que le deutérium.

IV.4. Absorption photonique et pionique sur les noyaux.

Modèle de Levinger

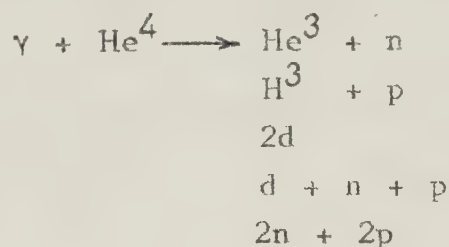
En nous basant sur les résultats obtenus sur le deutéron par absorption de pion et de photon, essayons d'étendre notre intérêt aux mêmes réactions sur d'autres noyaux.

Pour un noyau A donné, on peut par exemple comparer les réactions

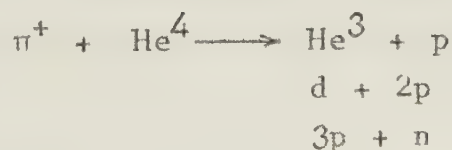


avec les réactions analogues d'absorption de γ . Prenons par exemple l' He^4 :

Pour la photodésintégration nous avons



Pour l'absorption d'un π^0 , les mêmes voies sont ouvertes, mais pour un π^+ nous n'avons que :



et pour un π^- :



C'est à dire que pour comparer les mêmes processus il faut associer aux réactions :

(γ, p)	les réactions	(π^0, p)	ou	(π^-, n)
(γ, n)	-	(π^0, n)	ou	(π^+, p)
(γ, np)	-	$(\pi^0, np) ; (\pi^+, 2p) ; (\pi^-, 2n)$		

Dans cette étude comparée de l'absorption de photon et de pion sur des noyaux, pour rester dans le cadre des réactions $(\pi, 2N)$ traitées au paragraphe III.3, nous devons nous restreindre aux réactions (γ, np) de hautes énergies.

A l'époque (1951), où Brueckner, Gell-Mann et Watson proposaient le modèle d'absorption par paires de nucléons pour les pions, Levinger⁽⁸⁾ décrivait les effets photonucléaires de hautes énergies ($E_\gamma \gg 150 \text{ Mev}$) à l'aide du modèle à quasi-deuton.

Modèle de Levinger

Il s'agit de donner une description de la photodésintégration à hautes énergies :



le noyau A étant suffisamment léger pour négliger la rediffusion des nucléons sortants avec ceux du noyau résiduel. Levinger choisit une description intermédiaire entre le modèle du noyau composé et celui à particules indépendantes en supposant que le noyau peut être représenté à l'aide de quasi-deuton ; il pense qu'un tel modèle doit s'appliquer aussi bien aux photodésintégrations qu'aux captures de pion et aux réactions de pick-up. La section efficace totale σ de ce processus est reliée à la section efficace σ_d de photodésintégration du deutéron par la relation

$$\sigma = 6.4 \frac{NZ}{A} \sigma_d$$

où N et Z sont respectivement les nombres de neutrons et de protons du noyau à A nucléons. Les distributions angulaires du proton sont plus

fortement piquées en avant (autour de 50° environ dans le laboratoire) que celles du neutron.

Ces dernières années plusieurs expériences du type (γ, np) sur différents noyaux ont confirmé la validité du modèle de Levinger. Des mesures sur l'O¹⁶ (70) et sur le Li⁷, C¹² et Ca⁴⁰ (71) ont été effectuées pour des protons de 150 à 250 Mev, la paire neutron-proton étant détectée en coïncidence. Dans ces articles (70,71), la section efficace totale est prise sous la forme :

$$\sigma = L \cdot \frac{NZ}{A} \cdot \sigma_d$$

et calculent la valeur de L pour les différents noyaux par ajustement de la courbe théorique de distribution angulaire de protons au spectre expérimental. Ces valeurs de L sont données dans le tableau suivant :

	Li ⁷	C ¹²	O ¹⁶	Ca ⁴⁰
L	9.6 ± 2.3	12.4 ± 3.0	10.3 ± 2.6	8.7 ± 2.1

Dans le calcul des distributions angulaires de protons, on voit apparaître la section efficace différentielle du processus $\gamma + d \rightarrow n + p$; les valeurs utilisées sont celles de Keck et Tollestrup (66) que l'on sait être trop fortes dans le domaine d'énergie considéré (150 à 250 Mev de photons). Une amélioration dans la description du processus "élémentaire" de photo-désintégration du deutéron doit augmenter les valeurs de L obtenues. Cependant cette grandeur L dépend aussi du modèle choisi pour calculer le facteur de forme du quasideutéron dans le noyau considéré. Les valeurs obtenues pour L sont en accord avec celles de Bishop et al. (72). Ces derniers trouvent que les sections efficaces sont bien représentées, pour le C¹² et Al²⁷, par la formule de Levinger avec un coefficient L variant de 10 à 12, ceci dans un domaine d'énergie de photons de 40 à 150 Mev.

Ce modèle de Levinger semble donc expliquer avec un certain succès les résultats expérimentaux (γ, np) de ces dernières années.

IV.5. Conclusion

Bien que les interactions élémentaires pion-nucléon et photon-nucléon soient de type différent, nous avons vu, par comparaison des réactions d'absorption de photon de hautes énergies et de pion, que certains des processus qui dominent ces réactions sont semblables. Le terme d'échange de pion intermédiaire et la résonance 3.3 pion-nucléon y jouent un rôle ; notons aussi la possibilité d'absorption par paires de nucléons.

La connaissance de ces deux types de réactions se complètent donc l'une l'autre et leurs études peuvent se faire de pair.

Nous avons désiré ici mettre surtout l'accent sur l'importance des pions intermédiaires et la complexité qu'il en résulte pour ces deux modes d'absorption. Les similitudes trouvées ne font évidemment pas oublier les nombreuses différences qui existent :

- différence de masse ; la masse nulle du photon permet d'étudier des absorptions à plus faible transfert d'énergie,
- dans l'hamiltonien d'interaction et les constantes de couplage,
- pour les nombres quantiques de spin et d'isospin et par conséquent dans les possibilités de voies ouvertes.

Notons aussi que les photons permettent d'étudier les distributions de charge et les moments magnétiques nucléaires tandis qu'avec les pions, l'étude se porte sur les propriétés des forces nucléaires.

V. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.

Résumons les enseignements que nous avons obtenus par l'étude des réactions d'absorption de pion sur les noyaux légers.

La réaction d'absorption par le deutéron que nous avons décrite à l'aide de l'interaction pion-nucléon a donné des résultats corrects dans l'ensemble du domaine d'énergie allant du pion au repos jusqu'à une énergie cinétique de l'ordre de 300 Mev. La première résonance pion-nucléon, la résonance 3.3, se trouve dans cette région. Notre calcul, d'une part, rejoint des résultats déjà acquis par d'autres auteurs dans diverses régions de l'énergie ; de plus, il nous permet de faire ressortir l'influence de certains phénomènes et d'en étudier l'importance en fonction de l'énergie. Les points les plus importants qui régissent cette réaction sont les suivants :

- importance de la rediffusion pion-nucléon qui fait participer les deux nucléons du deutéron à l'absorption du pion. Ces termes sont nécessaires même pour des pions d'énergie nulle. La résonance 3.3 est dominante mais les amplitudes non résonnantes sont également importantes à basses énergies.

- nécessité d'introduire les ondes partielles du pion supérieures aux ondes "p" dès que le pion atteint 70 Mev environ. Au dessous de cette énergie, les ondes "s" et "p" pion-deutéron sont prépondérantes ; elles doivent être calculées exactement, l'approximation habituelle étant assez grossière.

- grande influence de la forme à courtes portées des fonctions d'ondes nucléaires du deutéron et des deux protons de diffusion. Nous avons négligé l'interaction finale proton-proton pour les ondes du pion $l > 1$, ce qui peut apporter de légères modifications pour les distributions angulaires et les coefficients de polarisation. Nous avons aussi fait des approximations dans le traitement des effets hors-couche d'énergie. Ces effets sont négligés pour la diffusion proton-proton ; pour les diffusions pion-nucléon, seuls les termes cinématiques sont traités hors-couche, les amplitudes étant prises suivant leurs formes sur couche d'énergie.

L'étude de cette réaction nous permet de répondre de manière partielle à la question que nous posions à propos des résonances pion-noyau. La section efficace de la réaction $\pi^+ + d \longrightarrow p + p$ présente

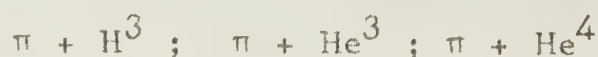
un maximum très accentué vers l'énergie cinétique du pion de 165 Mev. Nous avons réussi à reproduire ce maximum à l'aide d'une simple diffusion pion-nucléon dans son état résonnant 3.3. On ne sait pas encore de manière sûre, si pour d'autres types de réactions mettant en jeu des pions, comme par exemple les diffusions, il est ou non besoin de multiples diffusions résonnantes pour reproduire les maximum observés. Il serait intéressant d'approfondir la notion de résonance pion-noyau.

Nous avons ensuite abordé le problème de l'absorption de pion par d'autres noyaux légers. La validité des modèles, basés sur l'absorption par paire de nucléons, dépend de la manière dont est décrite l'interaction pion-deux nucléons. Généralisant les résultats obtenus sur la désintégration pionique du deutéron, nous pensons que l'absorption de pion par paire doit en présenter les mêmes caractéristiques (importance de la diffusion pion-nucléon et des formes à courtes distances des fonctions d'ondes nucléaires, influence des différentes ondes partielles en fonction de l'énergie).

Se basant sur ces idées, nous avons construit un modèle adapté au traitement des réactions (π^+ , 2p) et nous l'avons appliqué à l' He^4 et au Li^6 . Sa caractéristique fondamentale réside dans l'introduction des processus



que l'on décrit phénoménologiquement à l'aide de leurs sections efficaces différentielles (en négligeant donc les effets hors-couche). Ce modèle nécessite une bonne connaissance expérimentale de toutes les réactions de production d'un pion dans les collisions nucléon-nucléon. Il faut dire que seule la réaction $p + p \longrightarrow \pi^+ + d$ est correctement connue ; il serait souhaitable que les autres réactions soient étudiées expérimentalement de manière plus extensive (distribution angulaire, distribution de l'énergie interne de la paire N-N finale, dépendance en énergie de la section efficace totale). De plus, une connaissance expérimentale systématique des réactions d'absorption sur trois et quatre corps :



serait nécessaire à différentes énergies et devrait permettre d'aborder le problème de l'interaction pion-noyau avec plus d'assurance et de précision.

Notre modèle pour les réactions (π^+ , 2p) explique assez correctement les résultats expérimentaux sur l' He^4 . Mais, de par sa nature, il ne peut fournir de renseignements sur les corrélations à courte portée des paires de nucléons absorbant le pion : ceci est dû au fait que la particule intermédiaire est un deutéron ou un état de diffusion N-N et non simplement une paire N-N du noyau initial. Pour atteindre ces corrélations, il faut calculer directement les amplitudes des réactions "élémentaires" :

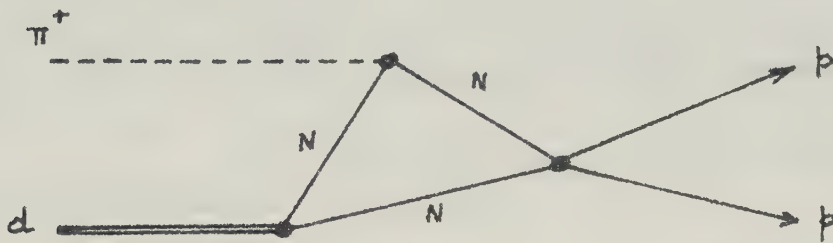


Ceci peut être fait à l'aide d'une interaction effective pion-deux nucléons dépendant de l'énergie ; cette interaction est encore à construire. Nous devrions alors voir apparaître une grande sensibilité à la forme à courte portée des fonctions d'ondes de la paire de nucléons, comme dans le cas de l'absorption par un deutéron. Cependant, le fait de trouver une forte influence des fonctions d'ondes aux courtes distances, s'il est encourageant, ne résoud pas pour autant le problème de la connaissance des corrélations : il faut d'abord que les fonctions d'ondes initiale et finale soient compatibles c'est à dire dérivées du même potentiel ; ensuite les résultats obtenus sur ces corrélations dépendent toujours du mécanisme de réaction choisi.

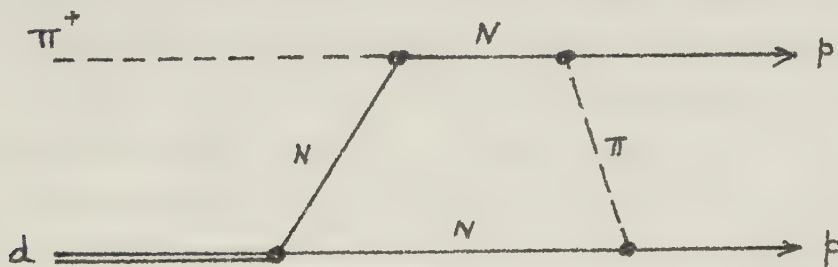
Finalement, par une étude comparative des réactions d'absorption de pions et de photons aux énergies équivalentes, nous avons dégagé certains phénomènes communs. Malgré les profondes différences dues à l'interaction élémentaire avec le nucléon, et aux nombres quantiques, nous avons vu que les mécanismes de réactions étaient très proches tant du point de vue du pion intermédiaire et de l'état résonnant pion-nucléon, que de l'absorption par paire de nucléons. Tout ceci doit inciter à étudier simultanément, de manière plus systématique, les phénomènes d'absorption de pions et de photons par des noyaux légers.

APPENDICE 1

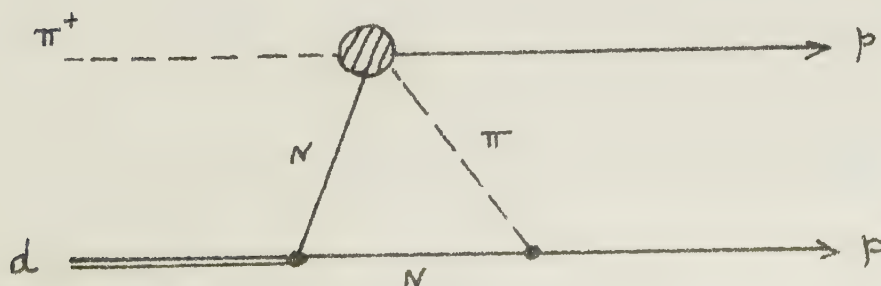
En figure 1 (page 16 bis) nous donnons les processus retenus pour le calcul de la réaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$. Ces termes sont obtenus sous l'hypothèse que les états nucléaires sont décrits de manière phénoménologique ou semi-phénoménologique et non à l'aide d'une théorie mésique des forces nucléaires (voir l'Introduction page 1). Le problème se pose donc de savoir si nous n'avons pas compté plusieurs fois certaines contributions. En nous reportant à la figure 1, nous voyons que le terme (b) qui correspond à l'interaction nucléon-nucléon du terme de Born



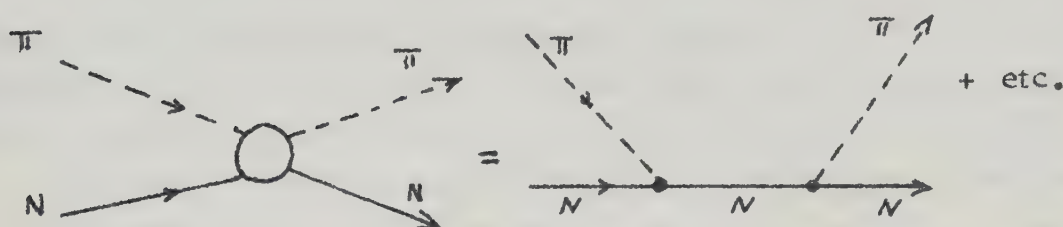
contient un graphe d'échange à un pion :



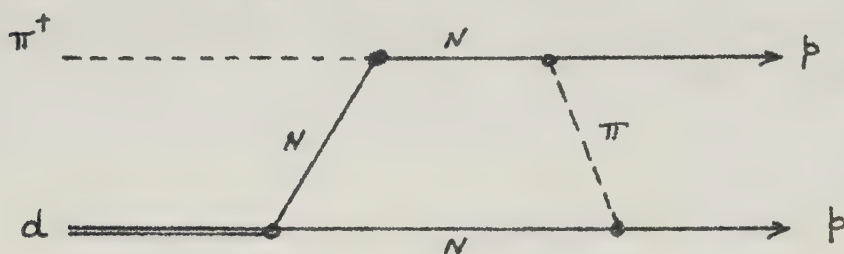
D'autre par nous avons introduit dans la boucle du haut du terme (c)



les amplitudes de la diffusion pion-nucléon. Si nous décomposons ⁽⁷⁷⁾ cette diffusion pion-nucléon, nous savons qu'elle contient, entre autres, un terme sans pion intermédiaire que l'on appelle le terme de Born direct :



Il est donc clair que le terme suivant



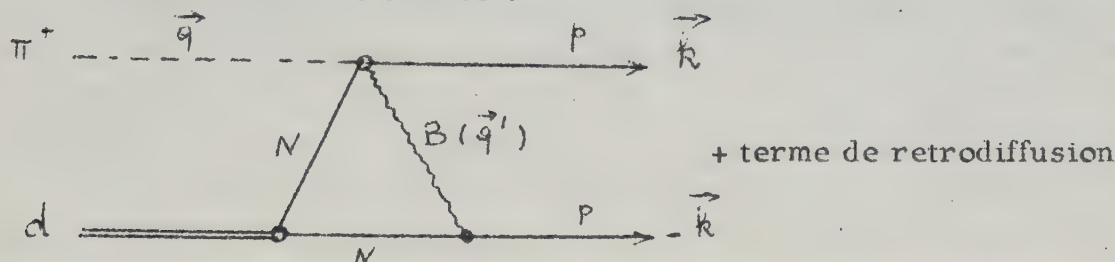
est introduit à la fois par les graphes (b) et (c).

Il reste à montrer que ce double comptage est négligeable. Le terme de Born direct de la diffusion pion-nucléon contribue seulement à l'amplitude P_{11} et en donne la majeure partie. Il suffit donc de voir qu'elle est l'importance, en fonction de l'énergie, de la contribution de l'amplitude P_{11} dans nos calculs. Cette contribution est toujours inférieure à 0.5% et, au voisinage du pic produit par la résonance 3.3, descend jusqu'à 10^{-5} .

Ce double comptage est donc très faible et l'hypothèse sur la description des états nucléaires, qui le fait apparaître, semble tout à fait raisonnable.

APPENDICE II

Dans l'étude de la réaction $\pi^+ + d \rightleftharpoons 2p$ à des énergies de pions de 0 à 300 Mev nous avons négligé les graphes à plus d'un pion intermédiaire. Nous donnons ici une estimation de l'erreur commise, en évaluant ces graphes à plusieurs pions intermédiaires. Nous calculons donc les termes :



où le boson B représente soit un π , soit des résonances mésoniques " σ ", η , ρ et même ω et ϕ .

Pour calculer simplement ce diagramme, il faut négliger la dépendance angulaire des dénominateurs ; l'intégrale en $d\vec{q}'$ devient alors très simple. Nous éliminons cette dépendance angulaire en choisissant pour la direction de $\vec{q}'$, celle qui rend maximum la transformée de Fourier du deutéron $\varphi_\alpha(\vec{k} - \frac{\vec{q}}{2} + \vec{q}')$.

Nous évaluons le vertex d'absorption du boson B par un nucléon à l'aide de la constante de couplage $g_{B N \bar{N}}$. Les valeurs choisies ⁽⁷³⁾ sont les suivantes :

$$\frac{g_{\pi N \bar{N}}^2}{4\pi} = 14.4$$

$$\frac{g_{\sigma N \bar{N}}^2}{4\pi} = 5$$

$$\frac{g_{\eta N \bar{N}}^2}{4\pi} = \left[\frac{\sqrt{3}}{3} (4\alpha_p - 1) \right]^2 \frac{g_{\pi N \bar{N}}^2}{4\pi} = 1.73 \text{ pour } \alpha_p = 0.4$$

$$\frac{g_{\rho N \bar{N}}^2}{4\pi} = 0.5 \text{ (électrique) et } 2.7 \text{ (magnétique)}$$

$$\frac{g_{\omega N \bar{N}}^2}{4\pi} = 12.5 \text{ (électrique) et } 0. \text{ (magnétique)}$$

Il nous faut enfin estimer le vertex des réactions



1) Une première idée est d'estimer ces réactions de manière phénoménologique. Si nous négligeons les effets hors couche d'énergie, seule la réaction de diffusion $\pi + N \rightarrow \pi + N$ est possible, l'énergie du pion incident étant inférieure au seuil de production du " σ ", η , ρ etc. Nous pouvons obtenir une évaluation très surestimée des contributions du η et du ρ en remplaçant les sections efficaces $\pi + N \rightarrow \eta + N$ et $\pi + N \rightarrow \rho + N$ en principe nulles (aux énergies considérées du pion) par leurs valeurs maximales. Pour la production du η ⁽⁷⁴⁾, la section efficace a un maximum de 2.5 mb pour des énergies de pion incident de 650 à 750 Mev. Pour la production de ρ ⁽⁷⁵⁾, la section efficace maximum vaut 2mb pour des énergies de pion incident de 2 Gev environ.

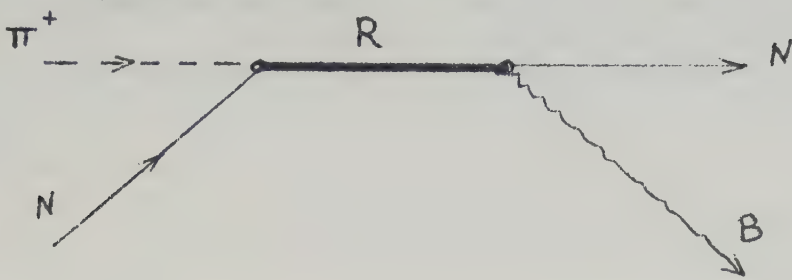
Nous trouvons alors les contributions suivantes pour les graphes à η et ρ intermédiaires, la contribution à un pion intermédiaire étant prise comme unité :

q/μ	η	ρ
0.8	0.8 %	1 à 2 %
1.7	0.3 %	0.5 à 1 %
2.09	0.5 %	0.7 à 1.4 %

où q/μ est l'impulsion du pion en unité μ (masse du pion) dans le système du centre de masse pion-deutéron.

2) Cette première estimation étant particulièrement grossière surtout pour le ρ dont le seuil de production est très éloigné, nous avons construit un modèle simple (du genre modèle multi-isobarique) pour estimer l'ordre de grandeur des réactions $\pi + N \rightarrow B + N$. Nous

supposons que ces réactions s'effectuent par l'intermédiaire de résonances baryoniques R d'étrangeté nulle :



La section efficace est décrite par une formule de Breit et Wigner :

$$\frac{\Gamma_i^* \Gamma_f^*}{(E - E^*)^2 + \left(\frac{\Gamma^*}{2}\right)^2}$$

où E^* et Γ^* sont l'énergie et la largeur totale de la résonance R , les Γ_i^* et Γ_f^* étant les largeurs partielles initiale ($R \rightarrow \pi N$) et finale ($R \rightarrow N B$).

Nous tenons compte des six premières résonances $R^{(76)}$: $\Delta(1236)$, $N(1470)$, $N(1518)$, $N(1550)$, $\Delta(1640)$ et $N(1680)$. Nous prenons la même largeur partielle initiale Γ_i^* quelque soit la résonance R et nous estimons les largeurs partielles de désintégration $\Gamma_f^* = \Gamma(R \rightarrow N B)$ à l'aide des pourcentages réels de désintégration de ces résonances R dans la voie $N B^{(76)}$. Avec ce modèle nous obtenons comme contribution des graphes à " σ ", η , ρ , $\omega(\Phi)$ intermédiaires les valeurs suivantes :

q/μ	" σ "	η	ρ	$\omega(\Phi)$
0.8	0.5 %	0.3 %	0	0
1.7	0.4 %	0.2 %	0	0
2.09	0.6 %	0.4 %	0	0

La contribution du ρ est nulle dans ce modèle car les résonances baryoniques ne se désintègrent pas en $\rho + N$.

Nous voyons finalement que pour cette réaction $\pi^+ + d \rightarrow 2p$ dans le domaine d'énergie considérée du pion (de 0 à 300 Mev environ) il est légitime de négliger les états intermédiaires à plus d'un pion.

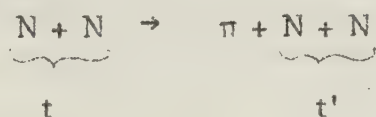
APPENDICE III

Influence de l'indétermination des sections efficaces
des processus "élémentaires" $N + N \rightarrow \pi + N + N$ sur la réaction $(\pi^+, 2p)$
sur l' He^4 .

Les résultats obtenus par le modèle construit pour étudier la réaction $(\pi^+, 2p)$ sur l' He^4 sont données en pages 43 et 44 et dans l'article de référence (54).

L'ensemble de nos résultats dépend très peu du paramètre de distance critique R d'absorption du pion (pour des valeurs raisonnables allant de 1.4 f à 0.45 f environ).

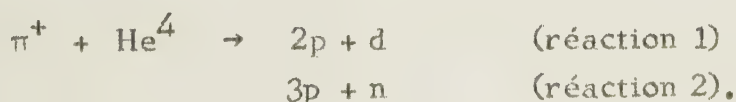
Par contre, le paramètre Z de cut-off influe nettement sur le spectre de masse manquante et la section efficace absolue. En effet on peut voir en figure 12 (page 43 bis) que le spectre de masse manquante est très satisfaisant (jusqu'à une énergie de 15 Mev environ) pour $Z = \infty$ mais que les valeurs obtenues pour $Z = 3\mu$ et surtout $Z = 2\mu$ sont moins bonnes dans le domaine de masse manquante $2 \leq E \leq 15$ Mev : l'écart entre ces spectres $\frac{\text{spectre}(Z=\infty) - \text{spectre}(Z=2\mu)}{\text{spectre}(Z=\infty)}$ varie de 10 % à 30 % dans ce domaine. Par ailleurs la section efficace totale σ varie de 28 μb pour $Z = 2\mu$ (32 μb pour $Z = 3\mu$) à 50 μb pour $Z = \infty$. Tous ces résultats sont obtenus pour des valeurs fixées des sections efficaces $\sigma_{tt'}$ des processus "élémentaires" :



Nous avons choisi $\sigma_{11} = 27 (\bar{q}/\mu)_{\max} \mu\text{b}$ et $\frac{\sigma_{10}''}{\sigma_{10}' + \sigma_{10}''} = 60\%$, σ_{10}'

étant la section efficace bien connue de la réaction $p + p \rightarrow \pi^+ + d$.

Cependant ces sections efficaces σ_{11} et σ_{10}'' sont mal connues expérimentalement. Nous allons voir ici (pour la valeur de Z la plus raisonnable : $Z = 2\mu$) quelle est l'influence de l'indétermination des $\sigma_{tt'}$ sur la section efficace totale et le spectre de masse manquante des réactions



La valeur de σ_{11} est proportionnelle à (27 ± 10) et la mesure expérimentale du rapport de branchement $\frac{\sigma_{10}''}{\sigma_{10}' + \sigma_{10}''}$ est de $(43 \pm 7) \%$ et de $(73 \pm 40) \%$

(voir Appendice 2 de la référence (54)) .

La section efficace de la réaction 1 s'écrit

$$\sigma_1 = 5.75 (1 + R_{10}'')^2 \text{ } \mu\text{b}$$

où R_{10}'' est relié à σ_{10}'' ; nous voyons que σ_1 est indépendant de σ_{11} .
On a le tableau suivant :

$\frac{\sigma_{10}''}{\sigma_{10}' + \sigma_{10}''}$	36 %	43 %	60 %	73 %	90 %
$(1 + R_{10}'')^2$	1.66	1.80	2.18	2.69	4.71
σ_1 en μbarn	9.54	10.35	12.53	15.47	27.08

La section efficace de la réaction 2 s'écrit :

$$\sigma_2 = (6.23 + 50.7 \mathcal{R}) (1 + R_{10}'')^2 \text{ } \mu\text{b}$$

où $\mathcal{R} = \frac{R_{11}^2}{(1 + R_{10}'')^2}$ dépend à la fois de σ_{11} à travers R_{11} et de σ_{10}'' .

La quantité R_{11}^2 est donnée en fonction de σ_{11} dans le tableau suivant :

σ_{11} proportionnel à	17	27	37
R_{11}^2	0.026	0.040	0.055

La section efficace totale $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ dépend donc à la fois de σ_{11} et de σ_{10}'' par $\mathcal{R}$ et $(1 + R_{10}'')^2$. Le spectre de masse manquante en dépend aussi mais par la quantité $\mathcal{R}$ seulement.

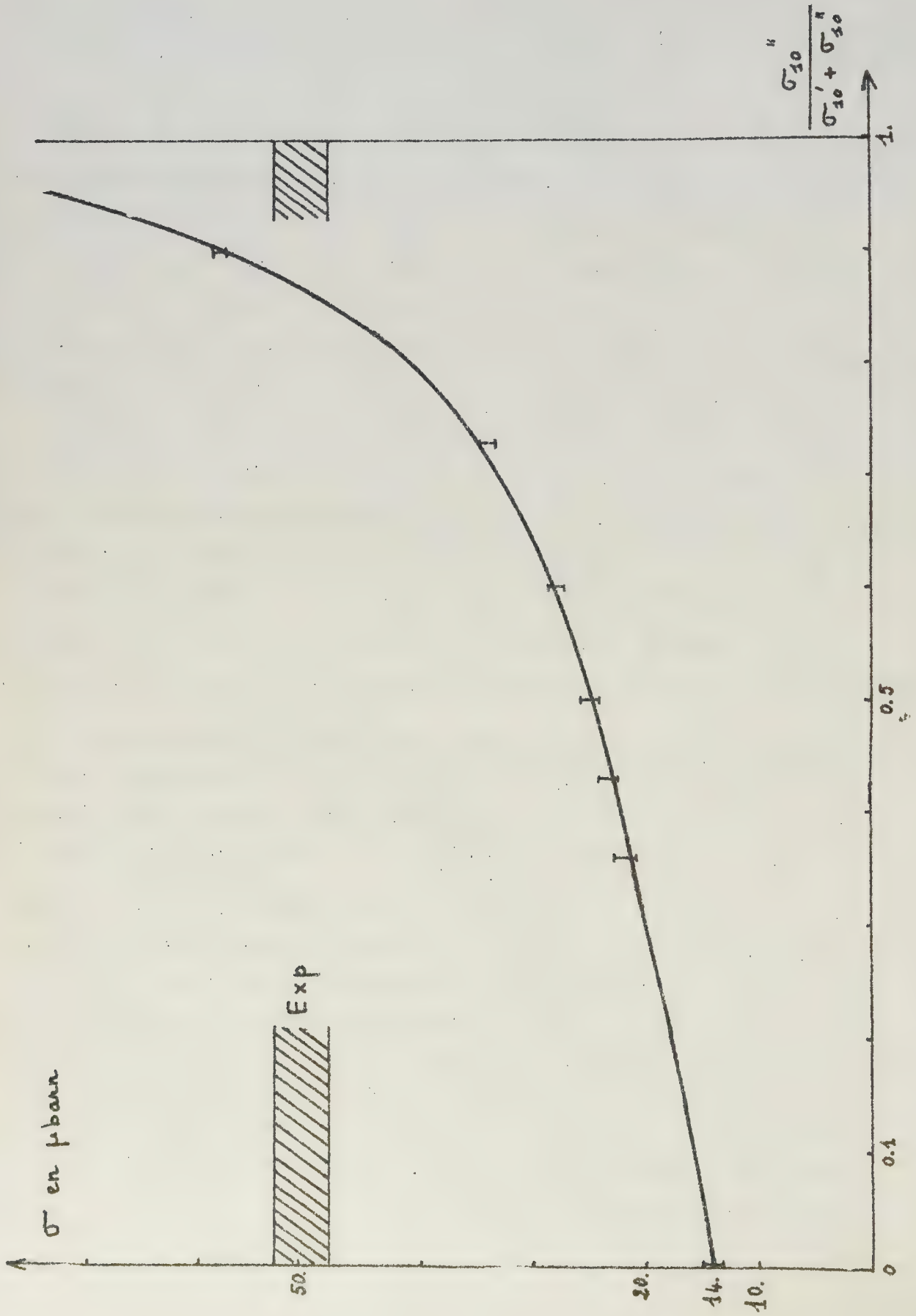
Etudions les quantités R , σ_2/σ_1 et σ en fonction des variations simultanées de σ_{11} et σ_{10}'' .

$\frac{\sigma_{10}''}{\sigma_{10}' + \sigma_{10}''}$ σ_{11}					
	36 %	43 %	60 %	73 %	90 %
17	$R = 0.016$ $\sigma_2 / \sigma_1 = 1.23$ $\sigma = 21 \mu b$	0.014 1.21 23 μb	0.012 1.19 27.5 μb	0.010 1.17 34 μb	0.0055 1.13 58 μb
27	$R = 0.024$ $\sigma_2 / \sigma_1 = 1.30$ $\sigma = 22 \mu b$	0.022 1.28 24 μb	0.018 1.24 28 μb	0.015 1.21 34.5 μb	0.0085 1.16 58.5 μb
37	$R = 0.033$ $\sigma_2 / \sigma_1 = 1.37$ $\sigma = 23 \mu b$	0.031 1.36 24.5 μb	0.025 1.31 29 μb	0.020 1.26 35 μb	0.012 1.19 59 μb

Le rapport σ_2/σ_1 varie de 1.37 à 1.13 ; sa valeur moyenne est de (1.25 ± 0.12) . La variation de σ_1 est beaucoup plus importante. Sur la figure suivante nous voyons que la section efficace totale dépend beaucoup du rapport de branchement $\frac{\sigma_{10}''}{\sigma_{10}' + \sigma_{10}''}$ et très peu de l'erreur sur σ_{11} ;

cette insensibilité à σ_{11} vient de la petitesse des valeurs de R (0.033 à 0.0055). D'autre part, le spectre de masse manquante n'est sensible aux variations de R que pour la redescente du pic ; dans cette région (de masse manquante de 1 à 15 Mev) le spectre varie de $\pm 5\%$ pour des variations de R de 0.033 à 0.0055. Cette erreur de $\pm 5\%$ est calculée à partir de la courbe de la figure 12 (page 43 bis) obtenue pour une valeur de R de 0.0185 (et pour $Z = 2\mu$). L'erreur due à la mauvaise connaissance des σ_{tt} , affecte donc beaucoup moins le spectre de masse manquante que l'affecte la variation du paramètre de cut-off Z .

les barres d'erreur sont dues à l'erreur sur $\sigma_{11} \propto (27 \pm 10)$



En conclusion, la seule influence très importante due à l'indétermination des sections efficaces "élémentaires" σ_{tt} , est celle de σ_{10} sur la section efficace totale.

Références

- (1) N. Austern, Phys. Rev. 100 , 1522 (1955)
D.J. George , Phys. Rev. 167 , 1357 (1968)
- (2) M.M. Sternheim et R. Hofstadter, Nuovo Cimento 38 , 1854 (1965)
- (3) M. Ericson , Nuovo Cimento 47 , 49 (1967)
A. Fainberg , Ph. D. Thesis (avril 1969) UCRL 19208
- (4) Y.C. Tang et B.F. Bayman, Phys. Rev. Letters 15 , 165 ((1965)
F. Becker et Z. Maric, Nuovo Cimento 41 , 174 (1966)
F. Becker et C. Schmit , Soumis à Nuclear Physics
- (5) M. Jean, Suppl. Nuovo Cimento 2 , 400 (1964)
- (6) K.A. Brueckner, R. Serber et K.M. Watson, Phys. Rev. 84 , 258 (1951)
- (7) M. Ericson et T.E.O. Ericson, Annals of Physics 36 , 323 (1966)
T.O.E. Ericson "Proceedings of International Conference of high
energy physics" CERN 47 (1963) et Phys. Letters 2 , 278 (1962)
- (8) J.S. Levinger, Phys. Rev. 84 , 43 (1951)
- (9) a) H.L. Stadler, Phys. Rev. 96 , 496 (1954)
b) F.S. Crawford, Jr., M.L. Stevenson, Phys. Rev. 97 , 1305 (1955)
et 107 , 331 (1957)
c) D.L. Clark, A. Roberts et R. Wilson, Phys. Rev. 83 , 649 (1951)
d) W.F. Cartwright, C. Richman, M.N. Whitehead et H.A. Wilcox
Phys. Rev. 91 , 677 (1953) ; 83 , 855 (1951)
e) J.R. Holt, J.C. Kluyver et J.A. Moore, Proc. Phys. Soc. (London)
A71, 781 (1957)
f) R. Durbin, H. Loar, J. Steinberger, Phys. Rev. 84 , 581 (1951)
g) Symposium C.E.R.N. (1956) A.W. Merrison p. 326
W.M. Sidorov p. 366, I.S. Hugues and al. p. 344
M.G. Meshcheriakov p. 347
h) T.H. Fields, J.G. Fox, J.A. Kane, R.A. Stall wood et R.B. Sutton
Phys. Rev. 109 , 1704 (1958)
i) C.E. Cohn, Phys. Rev. 105 , 1582 (1957)
j) M.G. Meshcheriakov, B.S. Neganov, N.P. Bogachev et
V.M. Siderov , Doklady Akad. Nauk SSSR 100 , 673 (1955)

- k) M.G. Meshcheryakov et B.S. Neganov, Doklady Akad. Nauk. SSSR 100 , 677 (1955)
 - l) B.S. Neganov et L.B. Parfenov, Soviet Phys. JETP 34(7), 528 (1958)
 - m) A.P. Batson, B.B. Culwick et L. Riddiford, Proc. Roy. Soc. (London) A251 , 218 (1959) ; A237 , 175 (1956)
 - n) A.M. Sachs, H. Winick et B.A. Wooten, Phys. Rev. 109 , 1733 (1958)
 - p) M.H. Alston, A.V. Crewe, W.H. Evans et G. Von Gierke, Proc. Phys. Soc. A69 , 691 (1956) ; Symposium C.E.R.N. (1956) p. 334
 - q) K.C. Rogers et L.M. Lederman, Phys. Rev. 105 , 247 (1957)
 - r) A.H. Rosenfeld, Phys. Rev. 96 , 130 et 139 (1954) ; et références citées
 - s) C.M. Rose, Jr., Phys. Rev. 154 , 1305 (1967)
 - t) C. Richard-Serre, Thèse d'Etat (1969) ou CERN 68-40 (Dec.68) ; C. Richard-Serre, W. Hirt, D.F. Measday, E.G. Michaelis, M.J.M. Saltmarsh et P. Skarek , à paraître à Nuclear Physics
 - u) Y.R. Akimov, O.V. Savchenko et L.M. Soroko, Nucl. Phys. 8 637 (1958)
 - v) J.H. Norem , Thèse (décembre 1968) New-Brunswick, New Jersey
- (10) M. Gell-Mann et K.M. Watson , Annual Review of Nuclear Science 4 219 (1954)
 - (11) K. Brueckner, R. Serber et K. Watson, Phys. Rev. 81 , 575 (1951)
 - (12) S. Mandelstam, Proc. Roy. Soc. (London) A244 , 491 (1958)
 - (13) J. Chahoud, G. Russo et F. Selleri, Phys. Rev. Letters 11 , 506 (1963)
 - (14) H.G. Dosch, Phys. Letters 9 , 197 (1964)
 - (15) T. Yao , Phys. Rev. 134B 454 (1964)
 - (16) Z. Fraenkel , Phys. Rev. 130 , 2407 (1963)
 - (17) K.V. Vasavada , Annals of Physics 34 , 191 (1965)
 - (18) J. Chahoud, G. Russo et F. Selleri, Nuovo Cimento 45 , 38 (1966)

- (19) D. Schiff et J. Tran Thanh Van , Nucl. Phys. B5 , 529 (1968)
- (20) M. Gourdin, M. Le Bellac, F.M. Renard et J. Tran Thanh Van, Nuovo Cimento 37 , 524 (1965).
- (21) D. Schiff, Thèse d'Etat , Orsay (1969)
- (22) D.A. Geffen, Phys. Rev. 99 , 1534 (1955)
- (23) D.B. Lichtenberg, Phys. Rev. 100 , 303 (1955) et 105 , 1084 (1957)
M.A. Braun, Soviet Physics JETP 13 , 828 (1961)
- (24) A.E. Woodruff , Phys. Rev. 117 , 1113 (1960)
- (25) D.S. Koltun et A. Reitan, Phys. Rev. 141 , 1413 (1966)
- (26) A. Reitan, "Absorption of low-energy positive pions by deuterons"
Arkiv for Det. Fysiske Seminar i Trondheim N°2 (1969)
- (27) Il Tong Cheon et A. Tohsaki, Nucl. Phys. B6 , 585 (1968)
- (28) C. Lazard, J.L. Ballot et F. Becker, Nuovo Cimento 65B , 117 (1970)
- (29) J.L. Ballot et F. Becker, Phys. Rev. 164 , 1285 (1967)
- (30) J.M. Mac Kinley, Rev. Mod. Phys. 35 , 788 (1963)
- (31) M.H. Mac Gregor, R.A. Arndt et R.M. Wright, Phys. Rev. 169 , 1149 (1968)
- (32) I.J. Mac Gee, Phys. Rev. 151 , 772 (1966)
- (33) J. Hamilton et W.S. Woolcock , Rev. Mod. Phys. 35 , 737 (1963)
- (34) V.K. Samaranyake et W.S. Woolcock, Phys. Rev. Letters 15 , 936 (1965)
- (35) W.K. Cheng et E. Fischbach , "Partially Conserved Axial-Vector Current Hypothesis and Meson-Exchange Effects in $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ and $H^3 \rightarrow He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$ " , preprint (1969).

- (36) T. Bressani, G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet, W.E. Meyerhof et C. Zupancic, "Symposia on Theoretical physics and mathematics, 1967" volume 8, 87 (Plenum Press. N.Y. 1968) (édité par Ramakrishnan) et références citées.
J. Favier, T. Bressani, G. Charpak, L. Massonnet, W.E. Meyerhof et C. Zupancic, "The (π^+ , 2p) reaction in light nuclei" preprint 1970, à paraître.
- (37) Il Tong Cheon, Phys. Rev. 166, 1051 (1968) et références (47) et (49)
R.I. Jibuti et T.I. Kopaleishvili, Nucl. Phys. 55, 337 (1964)
T.I. Kopaleishvili, Soviet JNP 1, 686 (1965)
T.I. Kopaleishvili et I.Z. Machabeli, Soviet JNP 2, 697 (1966)
R. Guy, J.M. Eisenberg et J. Letourneux, Nucl. Phys. A112, 689 (1968)
K. Chung, M. Danos et M.G. Huber, Phys. Letters 29B, 265 (1969)
- (38) H.W. Bertini, Phys. Letters 30B, 300 (1969)
- (39) D.S. Koltun, Advances in Nuclear Physics, vol. 3, édité par M. Baranger et E. Vogt; ou preprint Université de Rochester (N.Y.) UR-875-267 (janvier 1969)
- (40) O.A. Zaïmidoroga, M.M. Kulyukin, R.M. Sulyaev, I.V. Falomkin, A.I. Filippov, V.M. Tsupko-Sitnikov et Yu. A. Shcherbakov, Soviet Physics JETP 21, 848 (1965) et 24, 1111 (1967)
- (41) Chun-Ming Leung, Lettere al Nuovo Cimento 2, 389 (1969)
- (42) H. Davies, H. Muirhead et J.N. Woules, Nucl. Phys. 78, 663 (1966)
F. Calligario, C. Cernegoi, I. Gabrielli et F. Pellegrini, Nucl. Phys. A126, 209 (1969)
- (43) M.E. Nordberg, Jr., K.F. Kinsey et R.L. Burman, Phys. Rev. 165 1096 (1968)
C. Cernegoi, communication à la Conférence de Columbia, "Third international conference on high energy physics and nuclear structure" septembre 1969, Columbia University New York (N.Y.)
- (44) J.P. Massue, communication privée
N.M. Agababian, Yu. A. Batusov, S.A. Bunyatov, Ch. M. Cherney P. Cüer, J.P. Massue, V.M. Sidorov et V.A. Yarba, Preprint Dubna E1 - 4492 (1969)

- (45) Eckstein, Phys. Rev. 129 , 413 (1963)
- (46) T.I. Kopaleishvili et I.Z. Machabeli, S.J.N.P. 9 , 51 (1969)
T.I. Kopaleishvili, I.Z. Machabeli, G. Sh. Gogsadze et
N.B. Krupennikova, S.J.N.P. 7 , 198 (1968) et références citées.
- (47) Il Tong Cheon , Phys. Rev. 158 , 900 (1967)
P. Huguenin, Nucl. Phys. 41 , 534 (1963)
- (48) D.S. Koltun et A. Reitan, Phys. Rev. 155 , 1139 (1967) et
Nucl. Phys. B4 , 629 (1968)
- (49) Il Tong Cheon, Nucl. Phys. 121A , 679 (1968)
- (50) P.P. Divakaran, Phys. Rev. 139B , 387 (1965)
- (51) A. Figureau et M. Ericson, Nucl. Phys. B10 , 349 (1969)
- (52) M. Ericson, C.R.A.S. (Paris) 258 , 1471 (1964)
- (53) V.M. Kolybasov, Soviet J.N.P. 3 , 535 et 704 (1966)
- (54) C. Lazard, J.L. Ballot et J. Favier, Nuovo Cimento 63A , 1001
(1969)
- (55) I.S. Shapiro, V.M. Kolybasov et G.R. Augst, Nucl. Phys. 61 ,
353 (1965)
- (56) T. Bressani, G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet,
W.E. Meyerhof et C. Zupancic, Nucl. Phys. B9 , 427 (1969)
- (57) R.L. Burman et M.E. Nordberg, Phys. Rev. Letters 21 , 229
(1968)
- (58) I.S. Shapiro, International School of Physics "Enrico Fermi"
Varenna 1966 ou "Selected Topics in Nuclear Theory" Low Tatra
Mountains 1962 (Vienna 1963)
- (59) N.F. Golovanova et N.S. Zelenskaya, Soviet J.N.P. 8 , 158 (1969)
- (60) G. Breit et M.L. Rustig, Phys. Rev. 165 , 1075 (1968)
- (61) J.J. de Swart et R.E. Marshak, Phys. Rev. 111 , 272 (1958)

- (62) A. Donnachie et P.J. O'Donnel, Nucl. Phys. 53 , 128 (1964)
et 59 , 385 (1964)
- (63) F. Partovi, Annals of Physics 27 , 79 (1964)
- (64) M. Le Bellac, F.M. Renard et J. Tran Thanh Van ,
Nuovo Cimento 33 , 594 (1964) et 34 , 450 (1964)
- (65) R. Kose, W. Paul, K. Stokhorst et K.H. Kissler, Zeitschrift
für Physik 202 , 364 (1967)
D.I. Sober, D.G. Cassel, A.J. Sadroff, K.W. Chen et P.A. Crean
Phys. Rev. Letters 22 , 430 (1969)
J. Buon, V. Gracco, J. Lefrançois, P. Lehmann, B. Merkel et
Ph. Roy, Phys. Letters 26B , 595 (1968)
- (66) J.C. Keck et A.V. Tollestrup, Phys. Rev. 101, 360 (1956)
- (67) R.R. Wilson, Phys. Rev. 104 , 218 (1956)
Voir aussi F. Zachariasen, Phys. Rev. 101 , 371 (1956)
- (68) A. Reitan et F. Myhrer, Nucl. Phys. B3 , 130 (1967)
- (69) P. Picozza, C. Schaerf, R. Scrimaglio, G. Goggi, A. Piazzoli
et D. Scannicchio, Lettere al Nuovo Cimento 2 , 445 (1969)
- (70) J. Garvey, B.H. Patrick, J.G. Rutherglen et I.L. Smith, Nucl.
Phys. 70 , 241 (1965)
- (71) I.L. Smith, J. Garvey, J.G. Rutherglen et G.R. Brookes,
Nucl. Phys. B1 , 483 (1967)
- (72) G. Bishop, S. Costa, S. Ferroni, R. Malvano et G. Ricco ,
Nuovo Cimento 42B , 158 (1966)
- (73) Communication privée de J. Letessier
"Unitary Symmetries" M. Gourdin (North-Holland)
" The Eightfold way" M. Gell-Mann et Y. Ne'eman (Benjamin) p.120
J. Letessier et A. Tounsi, Nuovo Cimento 54A 67 (1968)
- (74) Proceedings of International Conference of High -Energy Physics :
Dubna (1964) page 523
G. Altarelli, F. Buccella et R. Gatto : Nuovo Cimento 35 331 (1965)
S.R. Deans et J.W. Wooten , Phys. Rev. 185 1797 (1969)

- (75) Proceedings of International Conference of High-Energy Physics, Dubna (1964) page 303 ; Heidelberg (1967) page 19
- (76) "Review of particule properties" Particule Data Group janvier 1969 (CERN)
- (77) voir par exemple l'article de J. Hamilton (page 193) de "High-Energy Physics" volume I édité par E.H.S. Burhop

